



Digitized by the Internet Archive
in 2025

Zeitschrift für Geophysik

Herausgegeben im Auftrage der
Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

von

G. Angenheister, Göttingen – O. Hecker, Jena – Fr. Kossmat, Leipzig
Fr. Linke, Frankfurt a. M. – W. Schweydar, Potsdam
Schriftleitung: Prof. Dr. G. Angenheister, Göttingen

VII. Jahrgang 1931

Mit 145 Figuren im Text und 1 Lichtbild

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges.
1931

Reprinted with the permission of Friedr. Vieweg & Sohn, Verlag

JOHNSON REPRINT CORPORATION
111 Fifth Avenue, New York, N.Y. 10003

JOHNSON REPRINT COMPANY LIMITED
Berkeley Square House, London, W. 1

**Alle Rechte,
namentlich das Recht der Übersetzung in fremde Sprachen, vorbehalten**

First reprinting, 1966, Johnson Reprint Corporation

Printed in West Germany

Elektra, Frankfurt a. M. /Höchst

Drehwaagemessungen im Ries bei Nördlingen

(Mit 9 Abbildungen)

Im Herbst 1928 wurden mit einer kleinen Gepegeldrehwaage Messungen im Zentrum des Rieses bei Nördlingen ausgeführt. Die Ergebnisse zeigen befriedigende Übereinstimmung mit den von der Bayrischen Geodätischen Kommission ausgeführten Pendelmessungen. Die Zunge, die das nördlich vom Ries gelegene Schwereminimum nach Süden ausstreckt, fällt mit dem von Haussmann festgestellten Minimum der magnetischen Vertikalintensität im Rieszentrum zusammen. Es gelingt, unter verschiedenen Annahmen über den Dichteunterschied die im Rieszentrum fehlenden Massen zu bestimmen. Der Sprengtrichter ist wahrscheinlich etwa $1\frac{1}{2}$ km tief und steigt im Westen, Süden und Osten mit einem Böschungswinkel von 10 bis 15° an. Im Norden konnte der entsprechende Schwereanstieg nicht festgestellt werden. Von den beiden in Dürrenzimmern gemessenen, sehr verschiedenen Werten der Schwereintensität ist nach den Drehwaagemessungen der in Dürrenzimmern II gemessene Wert richtig.

I. Geologische Einführung*)

Von A. Bentz, Preuß.-Geologische Landesanstalt, Berlin — (Mit 1 Abbildung)

Das Nördlinger Ries bildet einen rundlichen bis polygonalen Kessel mit einem Durchmesser von 21 bis 24 km, der in eine normale Schichtstufenlandschaft unvermittelt eingesenkt ist. Diese Schichtstufenlandschaft baut sich aus Ablagerungen des Keupers, Lias, Dogger und Malm auf, die mit sehr geringer Neigung nach Südosten einfallen. Morphologisch bildet der Beginn der mächtigen Weißjura-(Malm-)Kalke eine deutliche Stufe, den sogenannten Albtrauf. Dieser Albtrauf, der den landschaftlich reizvollsten Teil des schwäbisch-fränkischen Jura-gebirges darstellt, streicht hier im allgemeinen von Südwest nach Nordost, ist jedoch im Bereich des Nördlinger Rieses unterbrochen. An Stelle der Schichtstufenlandschaft mit ihrer regelmäßigen Aufeinanderfolge der Formationsstufen findet sich hier ein zum größten Teil ebener Kessel, der mit jungen, vorwiegend tertiären Schichten erfüllt ist. Es ist also das Bild eines großen Einbruchs vorhanden, jedoch wesentlich modifiziert durch eine zweite Lagerungsstörung.

*) Eine ausführlichere Darstellung des heutigen Standes des Riesproblems findet sich in A. Bentz: Das Nördlinger Riesproblem und seine Deutungen. Sitzungsberichte der Preuß. Geol. Landesanstalt, Heft 3, 1928, S. 72–86. Darin auch die wichtigste Literatur.

Sowohl im eigentlichen Rieskessel wie an seinen Rändern finden sich nämlich große Schollen von kristallinen Grundgebirgsgesteinen, die sonst nirgends in der Umgebung zutage treten. Dieses kristalline Grundgebirge kann nur durch einen Hebungsvorgang an seine heutige Stelle gebracht worden sein. Es handelt sich somit um eine einzigartige Verknüpfung von Erscheinungen, die teils auf Hebung, teils auf Senkung zurückzuführen sind.

Das geologische Problem des Rieses ist jedoch nicht nur auf den Kessel selbst beschränkt. Sein Rand und die ganze weitere Umgebung bis zu Entfernungen von 20, ja 60 km zeigen sehr merkwürdige Bildungen, die mit der Riesentstehung in Zusammenhang gebracht werden müssen und deren Deutung zu einer ausgedehnten geologischen Literatur Veranlassung gegeben hat, ohne daß es bisher gelungen wäre, eine in allen Einzelheiten völlig befriedigende Erklärung zu geben. Im folgenden sei nun versucht, in möglichster Kürze die Fragestellung klarzulegen.

1. Lagerungsverhältnisse. a) Zone der jungen Sedimentation: Riesebene. Im eigentlichen Rieskessel finden sich hauptsächlich obermiozäne Ablagerungen, und zwar Cyprismergel, Braunkohlen und Tone, während auf einigen isolierten Kuppen und an den Rändern Sprudelkalke abgelagert wurden. Das Liegende dieser tertiären Schichten bilden stark zertrümmerte Grundgebirgsschollen, teils aber auch stark gestörter Jura. Der Untergrund besteht wahrscheinlich nicht aus einheitlich gehobenem Grundgebirge, sondern aus einem komplizierten Schollenmosaik.

b) Schollen- und Schuppenzone. Isolierte Schollen aus allen im Untergrund anstehenden Formationen vom Grundgebirge bis zum obersten Malm finden sich zwar schon in den kleinen Höhenzügen im Rieskessel selbst, doch häufen sie sich am Rande desselben. Sie bilden den morphologischen Riesrand auf weite Erstreckung, an dem das mehr oder weniger ungestörte Gebirge nur einen kleinen Anteil hat. Diese Schollen, die gänzlich aus ihrem normalen Verband herausgerissen wurden und selten die regelmäßige Aufeinanderfolge der einzelnen Horizonte erkennen lassen, weisen zum Teil auch deutliche Pressungserscheinungen auf, so daß Schuppenprofile entstehen.

Zwischen Schollen mit wohldefinierbaren Gesteinseinheiten liegt ein wirres Trümmergebirge, die sogenannte „Bunte Breccie“, die aus regellos ineinandergepreßten Jura- und Keupertonen als Grundmasse besteht, worin eckige Bruchstücke aller im Riesuntergrund anstehenden Gesteine hinzutreten. Der Weißjura ist zu einem bis ins Innerste zertrümmerten, brecciösen Gestein verändert, dem sogenannten „Gries“, der teils ein loses Hauwerk bildet, teils aber auch sekundär zu bizarren Felsen verkittet wurde. Der Untergrund dieser stark gestörten Schollen- und Schuppenzone ist nicht aufgeschlossen.

c) Zone der wurzellosen Schollen. Etwas weiter entfernt vom Riesrand folgen sodann Schollen derselben Zusammensetzung, verbunden mit Gries

und Bunter Breccie, und diskordant dem normalen Schichtstufenland aufgelagert. Diese Zone erstreckt sich nach Südwest bis zu 25.5 km vom Riesrand, während als Durchschnittsentfernung etwa 12 bis 15 km zu rechnen sind. Im Norden des Riesessels ist die Mehrzahl dieser Schollen bereits einer jungen Erosion zum Opfer gefallen. Diese Zone der wurzellosen Schollen ist auch als Vorries bezeichnet worden.

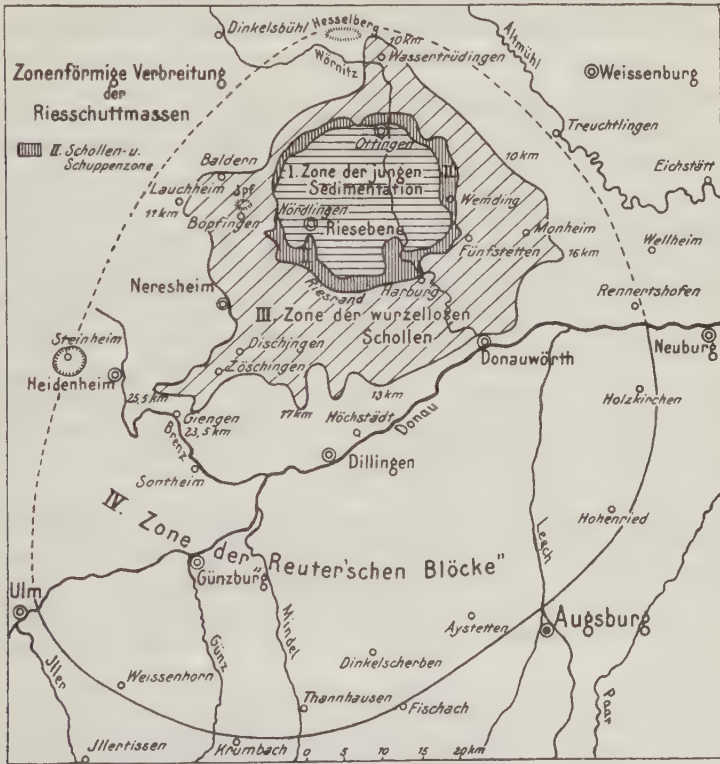


Fig. 1. Zonenförmige Verbreitung der Riesschuttmassen

Aus A. Bentz: Geologische Beobachtungen am westlichen Riesrand. Zeitschr. d. Dtsch. Geol. Ges. 79, 1927, Abhandl., S. 426

d) Zone der Reuterschen Blöcke. Im Gebiet südlich der Donau finden sich isolierte Weißjurablöcke von bis zu 25 kg Gewicht auf einem Blockfeld der prädiluvialen Landoberfläche. Ihr Ursprung kann nur im Riesgebiet gesucht werden.

e) Vulkanische Gesteine im Ries. Die vulkanischen Gesteine finden sich nur an einigen isolierten Punkten und treten gegenüber den anderen Lagerungsstörungen ganz zurück. Zur Förderung von Lava ist es überhaupt nicht gekommen, es finden sich stets nur Tuffe, die wegen ihrer hydraulischen

Eigenschaften als Traß zu bezeichnen sind. Sie häufen sich am Riesrand und im südlichen Vorries, während wir über ihr Vorkommen im eigentlichen Kessel nichts wissen. Es wird angenommen, daß ein ursprüngliches basisches, wohl basaltisches Magma durch Einschmelzungen einen sauren, trachytischen Charakter annahm. Die Mehrzahl der Tuffe setzt in engen Kanälen senkrecht in die Tiefe, ist also mit den Uracher Vulkanröhren zu vergleichen. Neben diesen Schlott-rassen ließen sich jedoch auch Wannentrasse nachweisen, die flache Senken erfüllen. Die Tufferuptionen sind sicher etwas jünger als die Bildung der Bunten Breccie.

2. Riesentstehungshypothesen. Branca und Fraas haben in mehreren Arbeiten von 1901 bis 1914 die Deutung des Riesproblems versucht. Sie nahmen an, daß im tieferen Untergrund eine Magmamasse, ein Lakkolith, eindrang, der das Deckgebirge etwa 200 bis 400 m emporwölbte. Von diesem Riesberg stürzten einzelne Schollen ab, unterstützt durch eine große Kontaktexplosion, die durch plötzliche Verdampfung unterirdischer Wassermassen, die mit dem Magma in Berührung kamen, hervorgerufen wurde. Nach dieser Katastrophe erfolgte ein Zurücksinken des Lakkolithen, wobei der Riesberg in sich zusammenbrach und so der Rieskessel als Einsturzkessel entstand.

Dieser Hebungs-Sprenghypothese hat Kranz eine reine Sprenghypothese entgegengesetzt; er leugnet die Hebung der Sedimentdecke zu einem Riesberg und sieht den Rieskessel als den Sprengtrichter einer gewaltigen Explosion nach Art einer überladenen Mine an.

Sowohl Branca und Fraas wie Kranz sind sich also darin einig, daß zur Erklärung des Riesphänomens gewaltige Explosionen herangezogen werden müssen. Ein Versuch von Moos, auf derartige Explosionswirkungen zu verzichten, indem die Griesse und Bunte Breccie des südlichen Vorrieses als örtlich aufgepreßt gedeutet wurden, ist gescheitert, nachdem Moos*) selbst diese Anschauung aufgegeben hat.

Es handelt sich heute im wesentlichen um die Frage, ob der Rieskessel als ein Sprengtrichter oder als ein Senkungskessel anzusehen ist. Dáran, daß die Anlage der Hohlform auf einen Explosionsvorgang zurückzuführen ist, kann kein Zweifel mehr bestehen. Wäre der heutige Kessel ein reiner Sprengtrichter, so müßten wir am Rand feststellen können, wie die Trichterfläche allmählich in die alte Landoberfläche übergeht. Dies ist aber nicht der Fall, sondern das anstehende Gebirge grenzt vielfach unmittelbar gegen die jungen Sedimente der Riesebene. In einer gemeinsamen Arbeit mit Ahrens**) kam ich daher 1928 zu dem Schluß, daß die heutige Form des Rieskessels nicht mehr dem des ur-

*) A. Moos: Kommen die Trümmergesteine — Griesse und Bunte Breccien — im südlichen Vorries aus dem Ries? Centralbl. f. Min. etc. 1928, Abt. B, Nr. 7, S. 417—428.

**) W. Ahrens und A. Bentz: Alte und junge Tektonik am Nördlinger Riesrand. Centralbl. f. Min. usw. 1928, Abt. B, Nr. 8, S. 449—456.

sprünglichen Sprengtrichters entspricht, daß vielmehr am Riesrand junge Senkungen eine größere Rolle gespielt haben. Über die Lage des eigentlichen Sprengtrichters ließ sich jedoch nichts aussagen, da junge Ablagerungen im Rieskessel jede Beobachtung von älterem Gebirge unmöglich machen. Hier haben nun die geophysikalischen Untersuchungsmethoden einzusetzen.

3. Versuch einer geologischen Deutung der Drehwaagemessungen. Geologisch von größter Bedeutung ist die Tatsache, daß die mit dem magnetischen Minimum zusammenfallende Zunge des Schwereminimums nunmehr auch durch Drehwaagemessungen bestätigt werden konnte und daß dieses Minimum sich um das Zentrum des Rieskessels herum ausbreitet. Der Schluß liegt sehr nahe, daß darin der von der Sprengtheorie geforderte Sprengtrichter zu sehen ist, der mit lockeren jungen Sedimenten ausgefüllt wurde. Leider ist das ganze Gebiet des Rieskessels noch nicht so genau mit der Drehwaage vermessen, als daß der Rand dieses Trichters schon genau festgelegt werden könnte. Immerhin zeigen die unregelmäßigen Gradienten bei Grosselfingen und Alerheim, daß hier in geringer Tiefe störende Massen liegen, und zwar Massen, die sich genau so verhalten wie die zwischen Möttingen und Alerheim in den Höhenzügen aufgeschlossene Schollenzone.

Wir müssen aus diesem Ergebnis schließen, daß sich die Schollenzone unterirdisch noch weiter nach Norden fortsetzt, daß damit der eigentliche Sprengtrichter einen wesentlich kleineren Durchmesser besitzt, als dies bisher aus rein geologischen Erwägungen erwartet werden durfte. Sollten die Verhältnisse im Norden ähnlich liegen, so würde das eigentliche Trichtergebiet einen Durchmesser von etwa 12 km besitzen. Ein immer wieder gegen die Sprenghypothese erhobener Einwand, nämlich die Unwahrscheinlichkeit eines über 20 km Durchmesser besitzenden Sprengtrichters, würde damit gegenstandslos.

Es muß ferner darauf hingewiesen werden, daß die weiteren Daten, die K. Jung aus den Ergebnissen der Drehwaagemessungen errechnet hat, sich ausgezeichnet in das geologische Bild einfügen. Eine Trichtertiefe von 0.9 bis 1.3 km und eine Neigung der Trichterwände von 10 bis 15° stimmen sehr gut mit den Profilen von Kranz*) überein, allerdings mit der wichtigen Einschränkung, daß die Ausdehnung des Sprengtrichters bedeutend kleiner ist.

Wie ist nun aber die ganze randliche Zone mit etwa 5 km Breite aufzufassen, die geologisch zum Teil der Schollenzone, zum Teil aber auch der Zone der jungen Sedimentation zugerechnet werden muß? Schon durch die geologischen Aufnahmen von Ahrens und mir ist die Bedeutung der Senkungsvorgänge am Riesrand erwiesen worden und es ist daher sehr wahrscheinlich, daß dieses ganze Gebiet eingebrochen ist. In der Zone der jungen Sedimentation hätten wir demnach

*) W. Kranz: Zum Problem des Rieses und des Steinheimer Beckens. Jahresber. Mittell. Oberrhein. Geol. Ver., N. F., XIV, 1926, S. 90.

genetisch zu unterscheiden zwischen dem eigentlichen Sprengtrichter (Evakuierungszone) und einer randlichen Bruchzone, welche letztere die Schollen- und Schuppenzone mit umfassen würde.

Der Gegensatz der Auffassungen von Branca und Fraas einerseits und den Anhängern der Kranzschen Sprenghypothese andererseits wird durch diese Erkenntnisse weiter eingeschränkt. Eine Annäherung an den Standpunkt von Branca und Fraas ist insofern nicht zu verkennen, als der Rieskessel in seiner heutigen Ausdehnung und Gestalt im wesentlichen ein Produkt von Senkungsvorgängen ist. Andererseits wird die Bedeutung der Sprenghypothese dadurch gesteigert, daß die Lage und Ausdehnung des bisher hypothetischen Sprengtrichters selbst nachgewiesen werden konnte. Daß die Deutung des gesamten Riesphänomens von dem in seinem Zentrum nachgewiesenen Massendefekt auszugehen hat, kann nicht bezweifelt werden. Die Bildung des Einsturzkessels ist auf die Anlage eines wenn auch kleineren Sprengtrichters zurückzuführen. Für die Auffassung der Bunten Breccie und Griesse bleibt somit die Kranzsche Lösung mit vollem Recht bestehen.

Die bisherigen geophysikalischen Messungen im Ries haben unsere Kenntnisse von den Verhältnissen des tieferen Untergrundes in erfreulichem Maße geklärt. Sie sind jedoch noch in mancher Hinsicht unvollständig; es wäre sehr zu wünschen, daß die Drehwaagemessungen mit engem Stationsnetz über den ganzen Rieskessel ausgedehnt werden, um vor allem die noch unklaren Lagerungsverhältnisse im nördlichen Teil zu klären. Eine Ausdehnung dieser Arbeiten auf ein größeres Gebiet verspricht ferner andere wichtige Ergebnisse, indem die Hoffnung besteht, unter der hier dünnen Sedimentdecke die Einwirkungen des kristallinen vindelizischen Gebirges festzustellen, ein Problem, das für die Paläogeographie Süddeutschlands von größter Bedeutung ist.

II. Die Messungen und ihre Ergebnisse

Von **Karl Jung**, Potsdam — (Mit 8 Abbildungen)

(Gehört zu den mit Mitteln der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft ausgeführten Arbeiten)

1. Bereits vorliegende geophysikalische Messungen. a) Magnetische Vermessung des Rieses. Das Ries, das sich in seinem äußeren Aufbau schon so sehr von seiner Umgebung unterscheidet, hat nicht nur den Geologen, sondern auch den Geophysiker veranlaßt, die Lösung seiner Probleme zu versuchen. Bereits 1904 hat Haussmann im Rahmen einer ausgedehnteren magnetischen Vermessung eine Spezialaufnahme des erdmagnetischen Feldes im Ries ver-

waagemessungen an die Pendelmessungen liegt die Karte der Schwereanomalien zugrunde, die einige kleine Änderungen im Vergleich zur vorläufigen Veröffentlichung aufweist.

Wichtigstes Ergebnis ist ein Schwereminimum im Nordries und ein Schwere-maximum in der südlichen Schollen- und Schuppenzone, die dem allgemeinen Anstieg der Schwereintensität vom Alpenvorland zum mitteldeutschen Gebirge überlagert sind (Fig. 3). Das Minimum deckt sich nicht genau mit dem Minimum der magnetischen Vertikalintensität, jedoch scheint es, als ob eine Zunge, die das Schwereminimum nach Süden ausstreckt, mit dem magnetischen Minimum

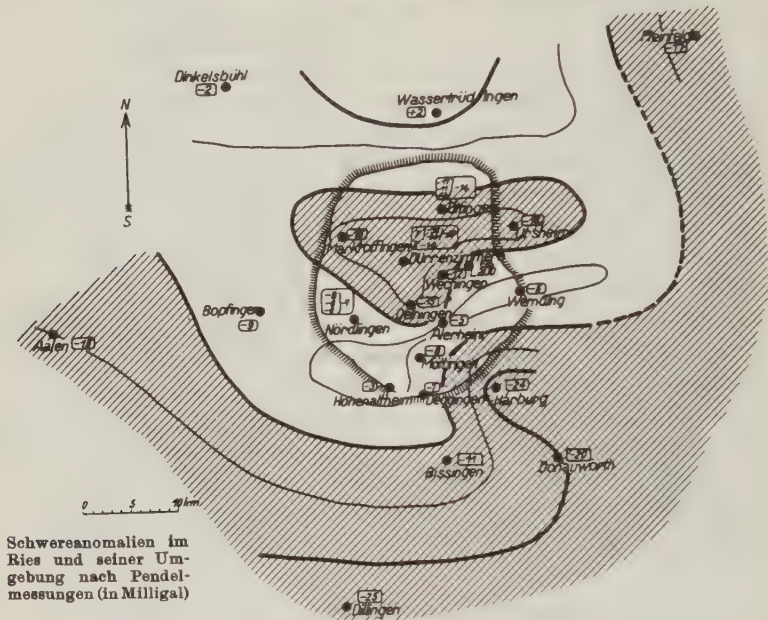


Fig. 3

zusammenfällt. Das magnetische Maximum und das Schweremaximum in der südlichen Schollen- und Schuppenzone fallen ungefähr zusammen, dagegen scheint einem nicht sehr ausgeprägten magnetischen Maximum bei Harburg ein ausgeprägtes Schwereminimum zu entsprechen.

2. Die Drehwaagemessungen. Um Einzelheiten der Schwereverteilung im Zentrum des Rieses festzustellen, wurden vom Verfasser auf Anregung von Prof. Angenheister mit Mitteln der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft 39 Stationen mit der Eötvösschen Drehwaage vermessen. Die Vermessung dauerte von Anfang Oktober bis Ende November 1928, die instrumentellen Arbeiten, auch das Nivellieren, wurde von Mechaniker G. Mertz, Potsdam, selbständig ausgeführt.

Die Aufgabe war dreierlei Art:

1. sollten Einzelheiten des Schwerefeldes festgestellt und ein Anschluß an die Pendelmessungen versucht werden;

2. war zu untersuchen, ob engere Beziehungen zum magnetischen Felde bestehen, und

3. bestand die Hoffnung, dem Geologen zur Lösung des Riesproblems brauchbare Beiträge zu liefern.

a) Instrumentelles. Bei den Stationen 2 bis 39 wurde mit der kleinen Heckerschen Drehwaage Gepege 2525 (Modell 1925), auf Station 1 mit einer großen Gepege-Waage gemessen. Die große Waage, die an sich geeigneter für Feldmessungen ist als die kleine, mußte nach der ersten Station zurückgestellt werden, da ihre Uhrwerke sich als nicht zuverlässig genug erwiesen, wohl infolge der Erschütterungen des Bahntransportes.

An der kleinen Drehwaage Gepege 2525 waren verschiedene Änderungen angebracht worden. Um ein sicheres Funktionieren der Kassettenverschiebung zu gewährleisten, wurde an Stelle des die ruckweise Verschiebung regulierenden Magnet-Anker-Systems ein Registrierlaufwerk angebracht (Reisewecker), das die Platte (4.5×6 cm) kontinuierlich um 3 cm in 24 Stunden fallen ließ. Für die stündlichen Registrierungen war dieses Tempo schnell genug und doch so langsam, daß während der kurzen Belichtungszeit die Punkte nicht in störender Weise auseinandergezogen wurden.

Die innersten Kästen, in denen das Gehänge schwingt, wurden so glatt wie möglich gemacht, besonders wurde darauf geachtet, daß sich keine größeren Schrauben und Federn mehr im Schwingungsraum befinden. Die Federn, die die Bodenplatte beim Desarretieren nach unten drücken, wurden durch Bleigewichte ersetzt, die, an die Unterseite der Bodenplatte geschraubt, diese durch ihr eigenes Gewicht fallen ließen. Seit der Glättung des Schwingungsraumes war die Brauchbarkeit des Instruments bei schnellen Temperaturänderungen wesentlich erhöht. Es ist wohl zu vermuten, daß vor der Glättung die in den Schwingungsraum hineinragenden, mit Spiralfedern unwundenen Schrauben, die sich zudem noch nahe den Enden des Waagebalkens befanden, Anlaß zu störenden Luftwirbeln gaben und so die Ruhelage des Gehänges bisweilen empfindlich fälschen konnten.

Wo noch metallische Verbindungen von außen nach innen bestanden, wurde nach Möglichkeit wärmeisolierendes Material eingeschaltet. Hierbei mußte die Vorrichtung zum Arretieren des hängenden Gewichts entfernt werden, bei Transporten wurde das Gewicht herausgenommen. Das sehr störende Kleben wurde auf Vorschlag von Prof. Angenheister durch Korkanschläge beseitigt, an die man das Gehänge anschlagen ließ, ehe es die ursprüngliche Anschlagstelle erreicht. Auch Radiergummi hat sich bewährt.

Das von der Gepege gelieferte doppelwandige ungefüttete Zelt erwies sich als ungenügend. Nach dichter Fütterung mit Kapok war es ein sicherer Temperaturschutz.

Die auf Veranlassung von Prof. Angenheister*) ausgeführten Versuche mit Wo-Drähten (nicht Einkristalldrähte) haben dazu geführt, sie an Stelle der bisher verwendeten Pt Ir-Drähte in der Drehwaage als Torsionsfaden zu verwenden. Die in einer sauerstofffreien Atmosphäre geglühten, auf möglichst große Rollen gewickelten Drähte wurden in einfacher Weise eingeklemmt und konnten meist schon nach wenigen Tagen verwendet werden. Der Temperaturgang ihrer Ruhelage war größer als bei den Pt Ir-Drähten, aber so regelmäßig, daß seine rechnerische Beseitigung keine Schwierigkeiten machte. Hervorzuheben ist ihre große Tragfähigkeit, die bei gleicher Länge und Torsionskonstante etwa das Doppelte beträgt wie bei den Pt Ir-Drähten. Als geeignetste Drähte wurden für die Gepegewaage Wo-Drähte von $26\ \mu$ Durchmesser schließlich beibehalten.

Tabelle 1. Drähte

Material	Durchmesser μ	Länge cm	Tragfähigkeit g	Torsionskonstante $\text{cm}^2 \text{sec}^{-2}$	Drehwaage	
					Typ	Gehängengewicht g
Pt Ir	30	53	65	0.15	kl. und gr. Gepege	35
Wo	26		120	0.15		
Wo	21		75	0.06		
Pt Ir	36	26	90	0.49	Askania-Z	45
Wo	26		120	0.23		
Wo	30		150	0.37		

Die Konstanten der Drehwaage Gepege 2525 waren:

	Gehänge I	Gehänge II
Masse der Gewichte je	$m = 17.20\ \text{g}$	$m' = 17.56\ \text{g}$
Höhenunterschied zwischen ober. und unterem Gewicht	$h = 38.4\ \text{cm}$	$h' = 33.8\ \text{cm}$
Halbe Waagebalkenlänge	$l = 11.1\ \text{cm}$	$l' = 11.1\ \text{cm}$
Trägheitsmoment	$K = 4360\ \text{cm}^2\ \text{g}$	$K' = 4490\ \text{cm}^2\ \text{g}$
Torsionskonstante	$\tau = 0.133\ \text{cm}^2\ \text{g} \cdot \text{sec}^{-2}$	$\tau' = 0.124\ \text{cm}^2\ \text{g} \cdot \text{sec}^{-2}$
Abstand Spiegel—Platte	$A = 23.8\ \text{cm}$	
Anzahl der Reflexionen am Gehängespiegel	$p = 1$	
Bezugpunktshöhe	$H = 1\ \text{m}$	

Hiermit ergeben sich folgende Empfindlichkeiten auf der Platte:

für die Krümmungsgröße $2pA \frac{K}{\tau} = \text{rd. } 0.016\ \text{mm/Eötvös-Einheit } (10^{-9}\ \text{sec}^{-2})$,

für den Gradienten $2pA \frac{mhl}{\tau} = \text{rd. } 0.024\ \text{mm/Eötvös-Einheit}$.

*) G. Angenheister: Beobachtungen an dünnen Drähten, besonders zur Aufhängung der Eötvösschen Drehwaage. Zeitschr. f. Geophys. 2, 45 (1926).

Dieser geringen Plattenempfindlichkeit wegen geschieht die Ablesung bekanntlich mit einem besonderen Ablesemikroskop, einem kleinen Komparator.

Umbau der Station und Nivellement wurden am Tage erledigt, registriert wurde nachts, stets in drei Azimuten. Jede Platte enthielt zehn Registrierungen, das erste Azimut vierfach, die anderen dreifach, so daß stets genügend Registrierungen zur Verfügung standen, um den meist regelmäßigen Temperaturgang hinreichend zu beseitigen.

b) Die Reduktionen. Wie stets wurden das normale Feld und die Geländewirkung subtrahiert.

Der Normalwert des Gradienten wird aus der Schwereformel

$$g = g_{\text{äqu}} (1 + b \cdot \sin^2 \varphi)$$

durch Differenzieren nach der N-Richtung gefunden:

$$\begin{aligned} W_{zn} &= \frac{\partial g}{\partial n} = \frac{1}{R} \frac{\partial g}{\partial \varphi} = \frac{1}{R} g_{\text{äqu}} b \cdot \sin 2\varphi \quad (R = \text{Erdradius, } z \text{ positiv nach unten}) \\ &= 8.1 \cdot \sin 2\varphi \text{ E. (Eötvös-Einheiten),} \end{aligned}$$

wenn $R = 6370 \text{ km}$, $g_{\text{äqu}} = 978 \text{ Gal}$, $b = 0,0053$ angenommen werden. Für Nördlingen ist $\varphi = 48^\circ 50'$,

$$W_{zn} = 8,0 \text{ E.}$$

Der Normalwert der Krümmungsgröße ist $W_{ee} - W_{nn} = -g(1/r_e - 1/r_n)$, wobei r_e und r_n die Krümmungsradien des Erdellipsoids in der Süd- und der Weststrichung bedeuten. r_e ist nach bekannten Sätzen der Differentialgeometrie gleich dem Normalenabschnitt zwischen Erdoberfläche und Erdachse,

$$r_e = \frac{R_{\text{äqu}}^2}{\sqrt{R_{\text{äqu}}^2 \cos^2 \varphi + R_{\text{pol}}^2 \sin^2 \varphi}}$$

r_n ist der Krümmungsradius der Meridianellipse,

$$r_n = \frac{R_{\text{äqu}}^2 R_{\text{pol}}^2}{\sqrt{R_{\text{äqu}}^2 \cos^2 \varphi + R_{\text{pol}}^2 \sin^2 \varphi}^3}$$

Beides eingesetzt, ergibt nach Einführung von

$$\varepsilon^2 = \frac{R_{\text{äqu}}^2 - R_{\text{pol}}^2}{R_{\text{äqu}}^2}$$

unter Vernachlässigung von ε^4 und kleineren Gliedern

$$W_{ee} - W_{nn} = g \frac{\varepsilon^2}{R_{\text{äqu}}} \cos^2 \varphi.$$

Mit $g = 981 \text{ Gal}$, $R_{\text{äqu}} = 6380 \text{ km}$, $\varepsilon^2 \approx 2$. Abplattung = $2/297$ wird

$$W_{ee} - W_{nn} = 10.4 \cdot \cos^2 \varphi \text{ E.,}$$

für Nördlingen

$$W_{ee} - W_{nn} = 4.5 \text{ E.}$$

Da die Stationen nach dem Kompaß orientiert wurden, war es praktisch, die Normalwerte in magnetische Koordinaten umzurechnen. Mit der Deklination δ ,

$-W_{zx}$ (xy)	σ	$\left\{ \begin{array}{l} 17.38 \\ (\zeta_1^2 - \zeta_7^2) + 12.28 \\ (8) \quad (7) \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} (\zeta_2^2 - \zeta_4^2 - \zeta_6^2 + \zeta_8^2) \\ (+) \quad (-) \end{array} \right\}$	1.5 m
+	1.778	"	+ 1.256 (")	2 "
+	2.21	"	+ 1.560 (")	5 "
+	0.375	"	+ 0.265 (")	10 "
+	0.190 0	"	+ 0.134 4 (")	20 "
+	0.015 64	"	+ 0.011 06 (")	40 "
+	0.013 10	"	+ 0.009 25 (")	60 "
+	0.002 58 1 52	"	+ 0.001 824 1 072 (")	100 "
+	0.001 780	"	+ 0.001 258 (")	150 "
+	0.000 328 099	"	+ 0.000 232 063 (")	200 "
+	0.000 524	"	+ 0.000 370 (")	300 "
+	0.000 127 2 060 7	"	+ 0.000 089 9 42 9 (")	500 "
+	0.000 076 7	"	+ 0.000 054 3 (")	1000 "
+	0.000 00 ... 387	"	+ 0.000 00 ... 2 74 (")	2000 "

$-(W_{yy} - W_{xx})$ (+ 2 W _{xy})	σ	$\left\{ \begin{array}{l} 34.8 \\ (\zeta_1 - \zeta_8 + \zeta_6 - \zeta_7) \\ (2) \quad (4) \quad (6) \quad (8) \end{array} \right\}$	1.5 m
+	23.3	"	3 "
+	16.54	"	5 "
+	10.54	"	10 "
+	5.39	"	20 "
+	2.25	"	40 "
+	1.176	"	60 "
+	0.730 434	"	100 "
+	0.369 227	"	150 "
+	0.235 118	"	200 "
+	0.219 113	"	300 "
+	0.1834 0870	"	500 "
+	0.1086 0606	"	1000 "
+	0.0 ... 303	"	2000 "

positiv bei östlicher Abweichung, ist, wenn X die magnetische Nordrichtung, Y die magnetische Ostrichtung bedeuten:

$$W_{yy} - W_{xx} = (W_{ee} - W_{nn}) \cdot \cos 2\delta, \quad 2W_{xy} = (W_{ee} - W_{nn}) \cdot \sin 2\delta,$$

$$W_{zz} = W_{zn} \cdot \cos \delta, \quad W_{zy} = -W_{zn} \cdot \sin \delta.$$

Für Nördlingen ist (1928) $\delta = -7^\circ$,

$$W_{yy} - W_{xx} = +4.4 \text{ E.}, \quad 2W_{xy} = -1.1 \text{ E.}, \quad W_{zz} = +7.9 \text{ E.}, \quad W_{zy} = +1.0 \text{ E.}$$

Diese Werte gelten hinreichend genau für das ganze Ries.

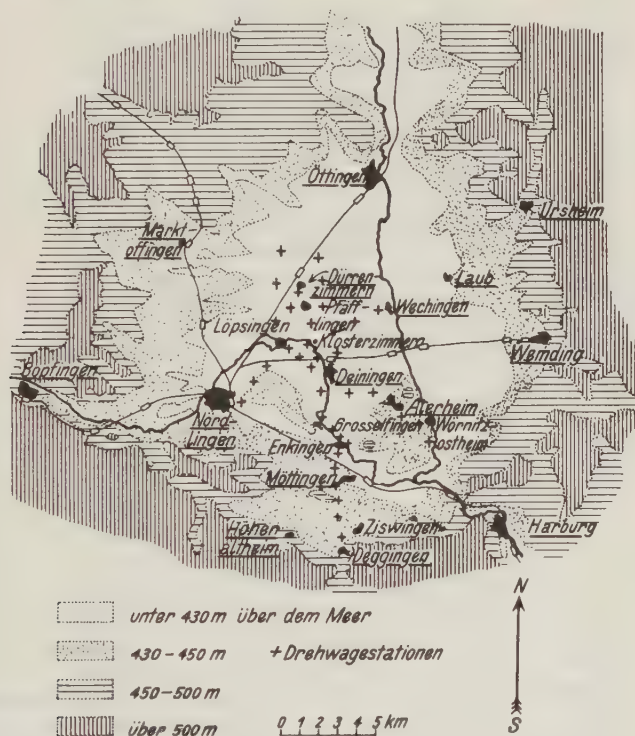


Fig. 4. Die Lage der Drehwaagestationen im Ries

Orte mit Pendelstationen sind unterstrichen

Die Geländereduktion wurde durchweg nach der Schweydarschen Methode vorgenommen. Nach Formel (15) auf S. 85 im 1. Band (1924/25) und Formel (9) auf S. 20 im 3. Band (1927) dieser Zeitschrift wurden für die Bezugpunkthöhe $H = 1 \text{ m}$ und ein 8-Strahlennivellement in den Entfernungen 1.5, 3, 5, 10, 20, 40, 60, 100, 150, 200, 300, 500, 1000, 2000 m die vorstehenden Gebrauchsformeln berechnet.

Hierbei bedeuten $\zeta_1, \zeta_2, \zeta_3$ usw. die Geländehöhen über dem Bezugspunkt des Instruments, die Azimute 1. 2. 3 usw. von der $+X$ -Richtung über die $+Y$ -

Richtung gezählt (1 = + X, 3 = + Y, 5 = - X, 7 = - Y, die anderen Azimute dazwischen). σ ist die Dichte. Werden die ζ in Meter ausgedrückt, so erhält man W_{zx} usw. in Eötvös-Einheiten. Stehen zwei Koeffizienten untereinander, so ist der obere zu nehmen, wenn die Berechnung nach größeren Entfernungen hin fortgesetzt werden soll, der untere, wenn man abbricht, um mit einem anderen Verfahren weiter zu arbeiten. Wird bis über 1.5 m vom Fußpunkt eingeebnet

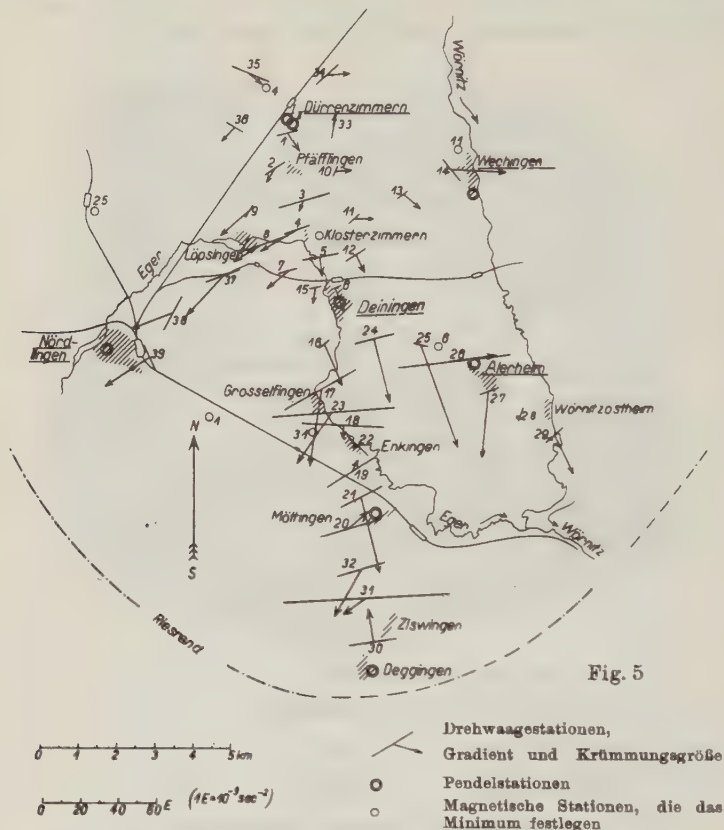


Fig. 5

und die Neigung des eingeebneten Bodens bestimmt ($\text{tg } n_x$ in der X-Richtung, $\text{tg } n_y$ in der Y-Richtung), so wird die erste Zeile für den Gradienten:

$$-W_{zx} = -\sigma \cdot 208.6 \cdot \text{tg } n_x, \\ (zy) \quad (\text{tg } n_y)$$

und die erste Zeile für die Krümmungsgröße wird Null.

Stichproben nach dem Diagrammverfahren von Haalck (diese Zeitschr., Bd. 4) und dem abgeänderten Belowschen Verfahren (Bd. 6, Heft 2, S. 114 ff.) haben befriedigende Übereinstimmung mit den nach obigen Formeln bestimmten Geländewirkungen gezeigt.

Tabelle 2. Koordinaten und Ergebnisse

Station	n km	e km	$W_{yy} - W_{xx}$ E.	$2W_{xy}$ E.	W_{zz} E.	W_{zy} E.
1	+ 5.6	+ 4.6	+ 13.3	+ 5.5	— 11.2	+ 4.9
2	+ 4.6	+ 4.3	+ 9.2	+ 16.6	— 8.4	— 6.2
3	+ 3.8	+ 5.0	+ 29.5	+ 11.4	— 5.8	— 3.6
4	+ 3.0	+ 4.8	+ 17.4	+ 6.2	— 8.7	— 20.2
5	+ 2.4	+ 5.4	+ 19.7	+ 2.4	— 10.2	0
6	+ 1.5	+ 5.8	+ 0.4	+ 4.2	— 12.8	+ 4.0
7	+ 2.0	+ 4.6	+ 10.1	+ 5.3	— 8.4	— 13.2
8	+ 2.7	+ 4.0	+ 25.0	+ 12.3	— 7.4	— 18.0
9	+ 3.5	+ 3.6	— 0.8	+ 9.9	— 8.4	— 15.8
10	+ 4.6	+ 5.9	+ 1.7	+ 5.5	— 0.7	+ 8.1
11	+ 3.3	+ 6.3	+ 3.2	+ 10.1	— 1.7	+ 10.4
12	+ 2.4	+ 6.4	+ 9.1	+ 9.9	— 10.1	+ 2.8
13	+ 4.0	+ 7.6	+ 4.6	+ 7.2	— 9.5	+ 8.2
14	+ 4.6	+ 8.8	— 5.6	— 13.3	— 6.2	+ 28.4
15	+ 1.5	+ 5.3	+ 7.9	+ 1.6	— 9.2	— 2.6
16	0	+ 5.6	+ 3.1	+ 6.4	— 22.8	+ 6.9
17	— 1.1	+ 5.5	+ 32.7	+ 35.5	— 40.2	— 11.8
18	— 2.1	+ 6.1	+ 44.8	— 10.4	— 6.5	— 1.1
19	— 3.3	+ 6.3	+ 5.8	+ 30.1	+ 4.7	+ 4.3
20	— 4.8	+ 6.2	+ 31.5	+ 12.2	+ 6.0	+ 9.6
21	— 4.0	+ 6.5	+ 18.8	+ 18.4	— 41.8	+ 4.1
22	— 2.7	+ 6.4	+ 2.2	— 15.8	— 0.1	— 2.6
23	— 1.8	+ 5.7	+ 66.2	— 4.3	— 26.0	— 22.3
24	+ 0.2	+ 6.8	+ 21.9	+ 6.5	— 34.4	+ 3.8
25	0	+ 8.0	+ 7.2	— 6.7	— 56.4	+ 14.3
26	— 0.4	+ 8.9	+ 62.0	+ 23.7	— 1.1	+ 21.5
27	— 1.2	+ 9.8	+ 9.5	+ 6.3	— 36.3	— 5.3
28	— 1.8	+ 10.7	— 1.5	+ 9.3	— 2.4	— 3.8
29	— 2.3	+ 11.5	+ 6.1	+ 13.9	— 21.8	+ 7.1
30	— 7.8	+ 6.8	+ 21.6	— 1.7	+ 18.0	— 1.0
31	— 6.6	+ 6.7	+ 84.6	— 12.2	— 6.4	— 14.8
32	— 5.9	+ 6.5	+ 22.2	+ 13.1	— 24.1	— 17.5
33	+ 5.7	+ 5.7	— 10.0	+ 7.7	+ 4.6	+ 1.5
34	+ 7.1	+ 5.6	+ 5.4	+ 15.2	— 1.0	+ 12.0
35	+ 7.1	+ 3.6	+ 11.6	— 18.5	— 7.3	+ 4.1
36	+ 5.7	+ 3.2	— 7.4	— 6.9	— 11.4	— 7.2
37	+ 2.0	+ 2.9	+ 17.7	+ 8.6	— 19.0	— 21.5
38	+ 0.8	+ 1.6	— 9.1	+ 20.3	— 6.1	— 22.8
39	— 0.4	+ 1.0	— 9.8	— 7.9	— 12.8	— 25.5

Pendelstationen:

Nördlingen . . .	— 0.1	— 0.1	$\Delta g'' = - 7$ Milligal (Mittel)
Dürrenzimmern I	+ 5.9	+ 4.6	— 30 " "
" II	+ 5.8	+ 4.7	— 19 " "
Wechingen . . .	+ 4.0	+ 9.4	— 12 " "
Deiningen . . .	+ 1.3	+ 5.9	— 15 " "
Alerheim . . .	— 0.5	+ 9.4	— 5 " "
Möttingen . . .	— 4.4	+ 6.9	— 8 " "
Deggingen . . .	— 8.5	+ 6.8	— 7 " "

Die Dichte wurde zu 2.0 angenommen. Annahme anderer zulässiger Dichten ändert das Ergebnis nicht wesentlich.

c) Lage der Stationen und Ergebnisse. Über die Verteilung der Drehwaagestationen im Zentrum des Rieses gibt Fig. 4 eine Übersicht. Ein Netz von Drehwaagestationen bedeckt den flachen Teil der Riesmitte (Dürrenzimmern, Pfäfflingen, Klosterzimmern, Löpsingen, Deiningen), und von dort wurden Profile strahlenförmig nach außen gelegt (Klosterzimmern—Wechingen, Klosterzimmern—Nördlingen, Deiningen—Alerheim—Wörnitzostheim, Deiningen—Grosselfingen—Enkingen—Möttingen—Ziswingen—Deggingen). Hierbei wurde die Gegend des magnetischen Minimums überdeckt, und es wurden die Pendelstationen Dürrenzimmern, Deiningen, Nördlingen, Wechingen, Alerheim, Möttingen, Deggingen untereinander verbunden. Die Stationen wurden in der Reihenfolge numeriert, in der sie vermessen wurden. Koordinaten der Stationen, bezogen auf den Turm der Georgskirche in Nördlingen (n = geogr. Nord, e = geogr. Ost), und Ergebnisse (X , Y = magn. Nord und Ost) geben die vorstehende Tabelle und Fig. 5.

Zur Beurteilung der Genauigkeit diene folgende Tabelle der Geländewirkung:

Tabelle 3. Größe der Geländewirkung

	Von 0 bis ± 5 E.	Von ± 5 bis ± 10 E.	Von ± 10 bis ± 20 E.	Von ± 20 bis ± 50 E.	Über ± 50 E.
$W_{yy} - W_{xx}$	Station 1, 3, 5, 7, 9, 11, 12, 13, 14, 15, 17, 18, 21, 23, 25, 28, 33, 34, 37	2, 6, 8, 35	4, 10, 16, 20, 24, 26, 27, 29, 32, 38, 39	30, 31, 36	19, 22
$2 W_{xy}$	Station 4, 8, 12, 13, 24, 25, 29, 31, 32, 33, 35, 37, 38	3, 5, 7, 10, 11, 14, 17, 19, 21, 23	1, 6, 9, 15, 16, 20, 26, 27, 28, 30, 34, 39	2, 18, 22	36
W_{xx}	Station 1, 2, 3, 4, 7, 8, 9, 11, 12, 13, 15, 16, 17, 19, 20, 21, 23, 26, 28, 29, 32, 33, 38	5, 6, 10, 18, 22, 24, 25, 31, 34, 35, 36, 39	14, 27, 30, 37	—	—
W_{xy}	Station 1, 2, 3, 4, 5, 8, 9, 10, 12, 15, 16, 17, 18, 19, 22, 23, 24, 25, 26, 29, 30, 32, 34, 37, 38, 39	7, 11, 13, 14, 20, 21, 28, 31, 33, 35, 36	6, 27	—	—

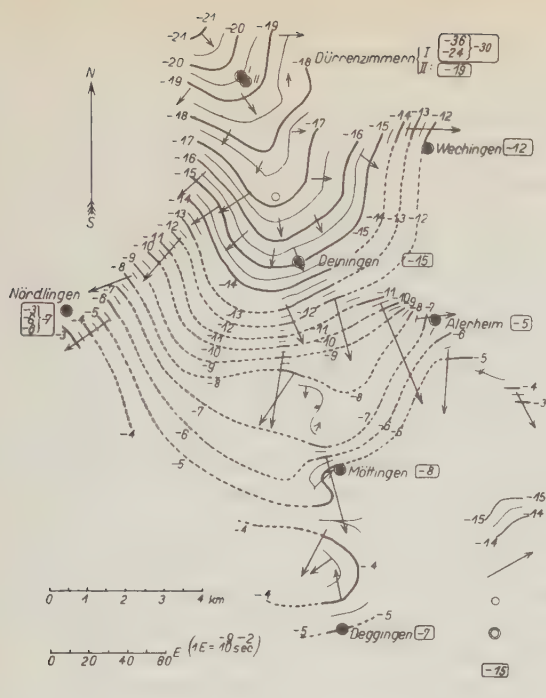


Fig. 6. Gradienten und Isogammen

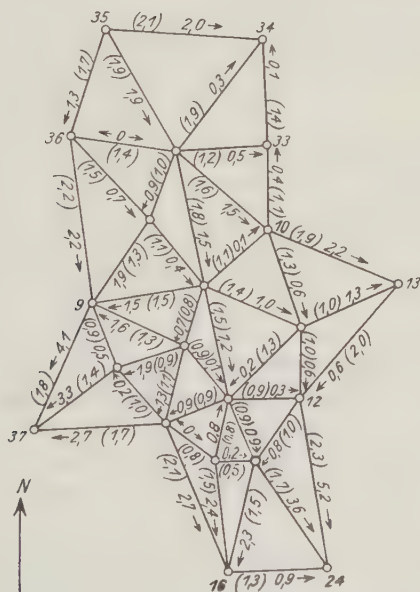


Fig. 7.
Netz von Drehwaagestationen im Rieszentrum

Das Bild der Gradienten und Krümmungsgrößen (Fig. 5) und der Verlauf der Isogammen (Fig. 6) bestätigen das Schwereminimum im Nordries und lassen nun mit Sicherheit erkennen, daß sich die Zunge, die das Minimum nach Süden ausstreckt, mit dem magnetischen Minimum ziemlich genau deckt. Die Umkehr der Gradienten nördlich von Dürrenzimmern wurde noch nicht erfaßt, vielleicht darf ihre nicht mehr sehr entschiedene Richtung (man vgl. Station 38) als Andeutung der nahen Umkehr aufgefaßt werden.

Das Stationsnetz im Rieszentrum zwischen Dürrenzimmern und Deiningen macht einen zuverlässigen Eindruck und zeigt, daß in günstigen Gebieten es sehr wohl möglich ist, mit verhältnismäßig großem Stationsabstand (ungefähr 1 km) die Gestalt des Schwerfeldes festzustellen. Fig. 7 zeigt Stationsentfernungen und aus den Gradienten graphisch bestimmte, noch nicht ausgeglichene Schweredifferenzen. Die geringen Schlußfehler wurden dann beim Entwerfen der Isogammenkarte nach Gutdünken beseitigt.

d) Der Anschluß an die Pendelmessungen. Aus den Gradienten lassen sich nur Schweredifferenzen ableiten. Um einen bequemen Vergleich mit den Pendelergebnissen zu haben, wurde in der Karte Fig. 6 der Pendelwert Deiningen = — 15 als richtig angenommen.

Wie weit der Anschluß gelungen ist, läßt sich nach folgender Tabelle beurteilen.

Tabelle 4. Schweredifferenzen

	Entfernung km	$\Delta g''$		Differenz Milligal	Differenz/10 km
		Pendel Milligal	Drehwaage Milligal		
Nördlingen—Deiningen	6	+ 8	+ 11	3	5
Dürrenzimmern II—Deiningen . . .	5	— 4	— 4	0	0
Wechingen—Deiningen	4 ¹ / ₂	+ 3	+ 3	0	0
Alerheim—Deiningen	4	+ 10	+ 8	2	5
Möttingen—Deiningen	5 ¹ / ₂	+ 7	+ 10	3	5
Deggingen—Möttingen	4	+ 1	0	1	2

Da eine Schweredifferenz von 1 Milligal bei 10 km Stationsabstand einem Gradienten von 1 Eötvös-Einheit entspricht, gibt die letzte Spalte den Betrag in Eötvös-Einheiten an, um den man jeden Gradienten ändern müßte, um auf die mit dem Pendel gemessene Schweredifferenz zu kommen.

Das darf aber nicht dazu verführen, die Differenzen allein der Drehwaage zuzuschreiben. Vergleicht man in den der Karte der Schwereabweichungen*) beigegebenen Tabellen die Einzelergebnisse auf mehrmals vermessenen Pendelstationen, die sich häufig um mehrere Milligal unterscheiden, so wird man zu dem Schluß kommen, daß wahrscheinlich Pendel und Drehwaage ziemlich in gleichem Maße an den Differenzen beteiligt sind.

*) Karl Schütte: Karte der Schwereabweichungen von Süddeutschland. Verl. d. Bayr. Komm. f. d. Intern. Erdmessung. München 1930.

Wie zu erwarten, stimmen Pendel und Drehwaage sowie die Drehwaagestationen untereinander im flachen Zentrum des Rieses am besten überein, die Unsicherheit nimmt mit Annäherung an die Schollen- und Schuppenzone zu. Der gute Anschluß Möttingen—Deggingen und der merkwürdigerweise regelmäßige Gang der Krümmungsgröße zwischen diesen Stationen ist vielleicht dem Zufall zuzuschreiben und stimmt nicht mit den Anschauungen überein, die man sich von der wirren Struktur der Randgebiete des Rieses macht. Zwischen Alerheim und Wörnitzostheim lassen örtliche Anomalien die nach den Pendelmessungen zu erwartende Abnahme der Schwereintensität in Richtung Harburg noch nicht erkennen.

Die Pendelmessungen in Dürrenzimmern I sind nicht berücksichtigt worden. An sich schon ist auf die kurze Entfernung von etwa 150 m eine Schweredifferenz von 11 Milligal sehr unwahrscheinlich (man vergleiche die Ausführungen des Verfassers über den größten möglichen Schwereunterschied in Bd. 5, 1929, dieser Zeitschrift), ferner wird von Schütte diese Station als unzuverlässig bezeichnet (Mitschwingen), und schließlich deuten die Drehwaagemessungen unzweideutig auf Station Dürrenzimmern II.

e) Die Gestalt der fehlenden Massen im Rieszentrum. Die Anzahl der Drehwaagestationen und ihre regelmäßig verteilten Gradienten und Krümmungsgrößen reichen aus, um die Lage des Massendefizits im Rieszentrum in großen Zügen zu bestimmen. Die Bestimmung wurde nach den vom Verfasser abgeleiteten Methoden*) ausgeführt, teils aus dem Gradienten allein, teils aus Gradient und Krümmungsgröße.

Profil Zentrum—Südrand (Fig. 8a). Gradient und Krümmungsgröße deuten zwischen Deiningen und Möttingen auf eine in Richtung Möttingen ansteigende schiefe Stufe. Allerdings ist es notwendig, zu der Krümmungsgröße einen konstanten Wert zu addieren (angedeutet in Fig. 8a durch gestrichelte Abszissenachse). Dies ist erklärlich, wenn man bedenkt, daß die Massen des schwäbischen Jura eine west-östlich gerichtete, hier negativ aufzutragende Krümmungsgröße verursachen, die von der Geländereduktion noch nicht beseitigt wurde, und daß die Krümmung des Riestrichters einen gleichartigen Effekt hervorruft. Die Bestimmung des unterirdischen Anstiegs wurde für die Dichteunterschiede $\sigma = 0.2, 0.3, 0.4, 0.6$ und 1.0 durchgeführt, eine Tiefe von etwa $1\frac{1}{2}$ km und ein Böschungswinkel von rund 15° sind am wahrscheinlichsten.

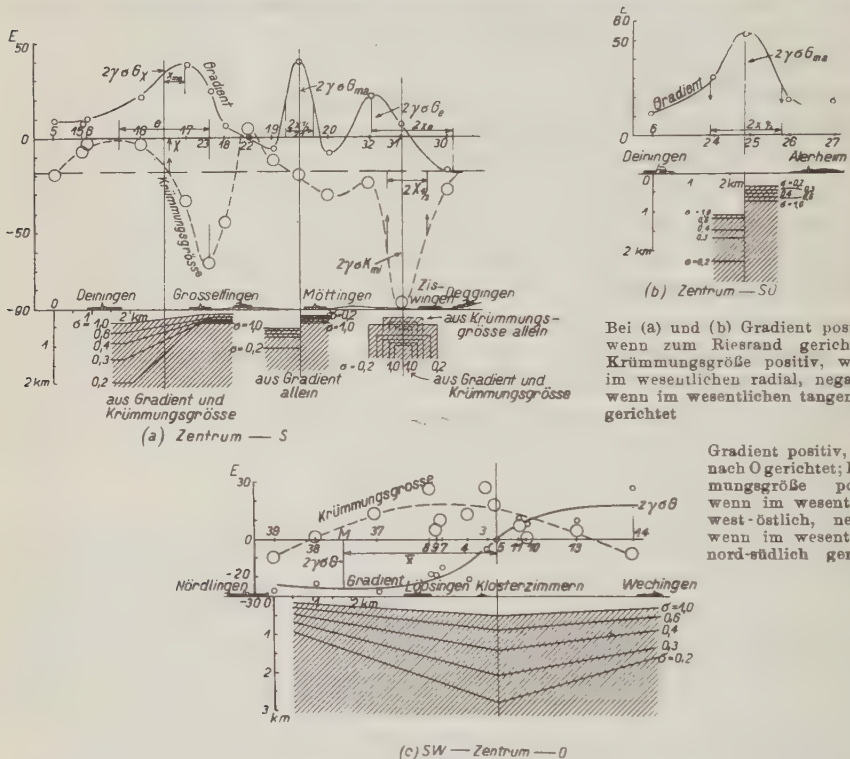
Weniger Bedeutung ist wohl den Horsten nördlich und südlich von Möttingen beizulegen.

Profil Zentrum—Südosten (Fig. 8b). Die Krümmungsgröße ist zu unregelmäßig, um zur Bestimmung der Massenordnung verwendet zu werden. Aus dem Gradienten allein wird die Tiefe des Massendefizits unter der sehr rohen

*) Karl Jung: Die Bestimmung von Lage und Ausdehnung einfacher Massenformen unter Verwendung von Gradient und Krümmungsgröße. Zeitschr. f. Geophys. 3, 257—280 (1927); 5, 238—252 (1929).

Annahme eines senkrechten Aufstiegs bestimmt. Es ergibt sich ungefähr dieselbe Tiefe wie beim Zentrum—Süd-Profil.

Profil Südwest—Zentrum—Ost (Fig. 8c). Gradient und Krümmungsgröße deuten auf ein wannenartiges Defizit, das sich nahezu senkrecht zum Profil erstreckt. Die Krümmungsgröße ist ihrem Betrag nach nicht sicher genug bekannt, um zur zahlenmäßigen Bestimmung herangezogen zu werden. Diese läßt sich nach den für flache, hochgelegene Synklinalen ausgearbeiteten Methoden



Bei (a) und (b) Gradient positiv, wenn zum Riesrand gerichtet; Krümmungsgröße positiv, wenn im wesentlichen radial, negativ, wenn im wesentlichen tangential gerichtet

Gradient positiv, wenn nach O gerichtet; Krümmungsgröße positiv, wenn im wesentlichen west-östlich, negativ, wenn im wesentlichen nord-südlich gerichtet

Fig. 8

aus dem Gradienten allein leicht durchführen. Jedoch hat es sich als notwendig erwiesen, die Formel für den Böschungswinkel noch um ein Glied zu erweitern, in dem das Quadrat des Böschungswinkels enthalten ist.

Es sei a der Absolutbetrag des bei der Synklinale negativ zu nehmenden Böschungswinkels α (vgl. Bd. 5, S. 246 f.). Dann ist (Fig. 9a):

$$G = \frac{W_{zx}}{2\gamma\sigma} = a \left(a \ln \frac{r_1}{r_2} - (\varphi_1 - \varphi_2) \right),$$

$$K = \frac{W_{xx}}{2\gamma\sigma} = a \left(a (\varphi_1 + \varphi_2) + \ln \frac{r_1 r_2}{r_3^2} \right)$$

(γ = Gravitationskonstante), wenn $\sin \alpha = a$, $\cos \alpha = 1$ gesetzt werden kann. Der Anstieg möge am oberen Rande die Erdoberfläche erreichen. Dann ist über der Mitte des Anstiegs in M hinreichend genau (Fig. 9b):

$$r_1 = \frac{3b}{2}, \quad r_2 = \frac{b}{2}, \quad r_3 = \frac{b}{2}, \quad \varphi_1 = 2a, \quad \varphi_2 = \pi - 2a$$

und somit

$$G_M = \bar{G} = a \cdot [a \cdot \ln 3 - (4a - \pi)] = a \cdot (\pi - 2.9a),$$

woraus folgt:

$$a = \frac{\pi}{5.8} - \sqrt{\left(\frac{\pi}{5.8}\right)^2 - \frac{\bar{G}}{2.9}}$$

Diese Formel versagt bei großen Werten von \bar{G} , d. h. bei großen Böschungswinkeln. Z. B. mußte der Böschungswinkel für $\sigma = 0.2$ aus den für $\sigma = 1.0, 0.6, 0.4, 0.3$ berechneten Winkeln extrapoliert werden. Nimmt man an, daß etwa die Mitte des Gebiets, in dem der Gradient nahezu konstant ist, dem Punkt M entspricht, so erhält man die Länge b des Anstiegs als das Doppelte des Abstandes \bar{x} der Mitte des Gebiets mit konstantem Gradienten von der zentralen Gradientenumkehr, $b = 2\bar{x}$, und schließlich die Tiefe t aus $t = b \cdot a$.

Die so bestimmten Profile zeigen große Ähnlichkeit mit dem Anstieg des Profils Zentrum—Süd und dürften der Wahrheit nahe kommen. Auch hier ergibt sich: Tiefe etwa $1\frac{1}{2}$ km, Böschungswinkel etwa 10° .

Somit scheint es gelungen zu sein, die Lage des Sprengtrichters im Zentrum des Rieses wenigstens im Westen, Süden und Norden näher zu bestimmen. Die weitere Ausdeutung wird man dem Geologen überlassen*).

*) Siehe Einleitung zu dieser Veröffentlichung von A. Bentz. Ferner: Alfred Bentz: Geologische Beobachtungen am westlichen Riesrand. Zeitschr. d. Deutsch. Geol. Ges. **79**, 405—438 (1927). — A. Bentz: Das Nördlinger Riesproblem und seine Deutungen. Sitzungsber. d. Preuß. Geol. Landesanst. 1928, S. 72—86. — H. Reich: Geophysikalische Probleme des Rieses. Zeitschr. d. Deutsch. Geol. Ges. **81**, 99—109 (1929). — Das Problem des Rieses. Herausgegeben vom Oberrheinischen geologischen Verein. Verlag der Stadt Nördlingen 1926.

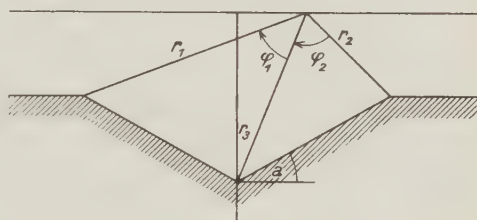


Fig. 9 a

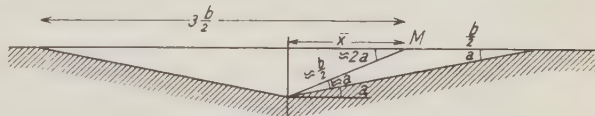


Fig. 9 b

Über die Ursachen der mikroseismischen Bodenunruhe von 4 bis 8 sec Periode in Athen

Von N. A. Kritikos, Athen — (Mit 1 Abbildung)

Untersuchungen über die Zusammenhänge der mikroseismischen Unruhe in Athen mit den meteorologischen Verhältnissen ergeben, daß die Bodenbewegung bei Landwinden aus nördlicher Richtung am stärksten ist, während Seewinde und Brandung nur geringen Einfluß ausüben.

Die Untersuchung über die Ursache der mikroseismischen Unruhe, wie sie an Stationen mit empfindlichen Instrumenten beobachtet wird, bildet ein interessantes Problem der Geophysik. Wenn auch auf diesem Arbeitsgebiet in der letzten Zeit größere Fortschritte erzielt worden sind, so bleiben doch noch eine Reihe von Fragen ungeklärt. B. Gutenberg*) kam in seiner umfangreichen Arbeit zu folgendem Schluß: Die Ursachen der Bodenunruhe von 4 bis 10 sec Periode, sind, wie Wiechert zuerst vermutete, Brandungen an den Steilküsten Westeuropas. Die hierdurch hervorgerufenen Bewegungen pflanzen sich, besonders bei starken Brandungen an der Küste Norwegens, bis nach Asien fort. H. Mendel**) gibt in einer neueren Arbeit eine kurzgefaßte geschichtliche Übersicht über die bisher durchgeführten Untersuchungen dieser Erscheinungen, sowie ein vollständiges Literaturverzeichnis. Auch die Beobachtungsergebnisse in Hamburg zeigen einen gewissen Zusammenhang zwischen Bodenbewegung und Brandung an den norwegischen Steilküsten, weniger deutlich aber für andere Küstengebiete.

Als Entstehungsursache für die mikroseismische Unruhe kommen besonders zwei Faktoren in Frage, die atmosphärischen Störungen direkt, bei denen infolge der rhythmischen Windbewegung oberflächliche Schichten zu Eigenschwingungen angeregt werden und weiterhin die starken Brandungen, welche bei ihrem Aufprall auf Steilküsten die mikroseismische Unruhe verursachen.

Da die Windbewegung, wie sich deutlich an den Anemometerbeobachtungen zeigt, keine kontinuierliche Luftströmung ist, sondern sich aus rhythmischen Stößen verschiedener Stärke zusammensetzt, deren Periode in der Größenordnung der Periode der mikroseismischen Unruhe liegt, so kann man annehmen, daß infolge der Reibung an der Erdoberfläche und durch den Widerstand an den Gebirgszügen Bodenschwingungen erzeugt werden.

Der Druck, den starke Winde an der Erdoberfläche ausüben, ist abzuschätzen. Liegt eine Fläche senkrecht zur Windrichtung, so ist der Druck auf diese Fläche angenähert der Größe dieser Fläche und dem Quadrat der Windgeschwindigkeit

*) B. Gutenberg: Untersuchungen über die Bodenunruhe, Veröffentl. d. Zentr.-Bur., Straßburg 1921.

**) H. Mendel: „Die seismische Bodenunruhe in Hamburg“ (Dissertation) 1929.

proportional. Bei schräger Richtung der Fläche ändert sich der Druck mit dem Cosinus des Einfallwinkels.

Auch in flachen Gebietsteilen wird der Wind eine ähnliche Wirkung ausüben, da die Windrichtung stets um einige Grade von der Horizontalen abweichen wird. Bei Fallwinden jedoch wird die Wirkung stärker.

Die durch den Wind erzeugten Bodenbewegungen können sich auf weite Entfernungen hin ausbreiten und werden daher auch in Gebieten, in denen im Augenblick der Beobachtung Windstille herrscht, von empfindlichen Instrumenten aufgezeichnet.

Eine weitere, jedoch weniger wichtige Ursache für die Bodenunruhe, kann in der durch heftige Wogen verursachten Druckänderung am Meeresboden bestehen. Beispielsweise ergibt eine Woge von 10 m Höhe eine Druckänderung um 1 Atmosphäre.

Die Aufzeichnungen des „mikroseismischen Sturmes“ in Athen vom 26. und 27. November 1928 liefern einen wichtigen Beweis dafür, daß starke Windbewegung auf dem Festlande unter besonderen Umständen eine regelmäßige Bodenbewegung von 4 bis 8 sec Periode verursachen kann. Deutlich ist der Beginn, das Anschwellen und die Dauer der Bodenunruhe zu erkennen. Bei dieser Aufzeichnung handelt es sich um eine der stärksten mikroseismischen Unruhen, die bis heute von den Instrumenten der Station Athen zur Aufzeichnung gelangten. Da die gesamte Aufzeichnung nur von kurzer Dauer ist und zeitlich mit einer über der griechischen Halbinsel verlaufenden heftigen atmosphärischen Störung zusammenfällt, so ist sie zur Prüfung etwaiger Zusammenhänge gut geeignet.

Die europäischen Wetterkarten vom 26. und 27. November 1928 zeigten folgende Wetterlage: Am Morgen des 26. November lag über dem ganzen Mittelmeergebiet und Europa (mit Ausnahme von der Iberischen Halbinsel, einen Teil Westrußlands und kleinen Teilen des westlichen und östlichen Mittelmeerbeckens, wo sich Hochdruckgebiete befanden) ein Tiefdruckgebiet, dessen Zentrum wahrscheinlich in der Nordsee zu suchen war. Nachmittags trat in Südeuropa ein sekundäres Tiefdruckgebiet mit dem Zentrum im adriatischen Meer (738.5 mm) auf. Dieses nahm seinen Weg nach Osten und wurde am nächsten Morgen am Schwarzen Meere beobachtet (737.6 mm). Infolge dieser atmosphärischen Störung herrschten am 26. und 27. November fast auf dem ganzen Mittelmeergebiet sehr starke südliche Winde, die durch eine Drehung von Osten nach Westen zu westlichen und nordwestlichen Winden wurden. Wie aus den genauen Wetterkarten Griechenlands hervorgeht, wehten am Abend (21^h) des 26. November stürmische Winde. Die Windrichtung war Südwest bis West im westlichen Griechenland und Süd bis Südwest im übrigen Griechenland.

In Athen selbst betrug der Luftdruck am 26. November 8^h morgens 754.3 mm, fiel bald und hatte sein Minimum um 21^h abends. Wie aus den Aufzeichnungen der Anemographen der Athener Sternwarte hervorgeht, begann fast gleichzeitig mit dem Sinken des Luftdrucks in Athen ein mäßiger Westsüdwest bis Südsüdwestwind zu wehen, der bald kräftiger wurde und um 22^h die Stärke eines Sturmes

erreichte. Dann drehte sich der Wind nach Westnordwest (starker Sturm) und hielt mit bald abnehmender Stärke bis 18^b des 27. November an, worauf er ganz abflaute.

Während der geschilderten atmosphärischen Störung wurde die in beiliegender Figur wiedergegebene mikroseismische Bodenunruhe von den Seismographen der Athener Sternwarte aufgezeichnet. Die Unruhe dauerte ungefähr vom Morgen des 26. bis zum Abend des 27. November.

Der Beginn der Aufzeichnung der starken Bodenunruhe fällt gerade mit dem Auftreten der starken Landwinde zusammen. Diese Winde sind auf ein starkes Depressionszentrum zurückzuführen, dessen Annäherung und Entfernung

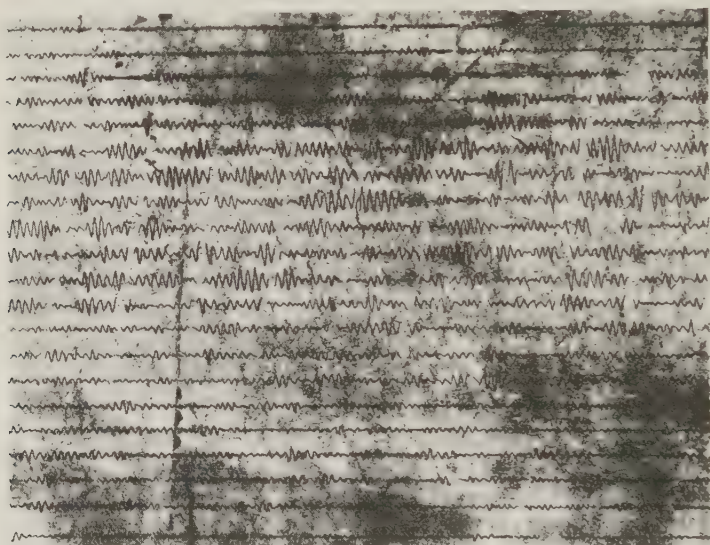


Fig. 1. Mikroseismische Unruhe in Athen am 26./27. November 1928

mit der Zu- und Abnahme der Amplitude und der Periode der Bodenbewegung übereinstimmt. Aus diesem Zusammentreffen folgt die Tatsache, daß die mikro-seismische Bodenunruhe durch Einwirkung des Windes auf das Festland hervorgerufen ist.

Die stürmischen westlichen Winde, die während der obigen Störung der Atmosphäre wehten, stießen auf die fast senkrecht zu ihrer Richtung liegenden Gebirge von Westgriechenland und des Peloponnes und erzeugten durch ihr rhythmischen Stoßen allmählich eine regelmäßige Bodenunruhe.

Es ließen sich manche charakteristische Beispiele von mikroseismischer Unruhe anführen, welche in ziemlich regelmäßiger, fast sinusförmiger Form eine Periode von 4 bis 6 sec besitzt und auch die Bedingungen ermitteln, unter denen die Unruhe auftrat. Jedoch sollen nur allgemein die Verhältnisse dargestellt

werden, unter denen diese Aufzeichnungen an der geodynamischen Station in Athen erfolgen.

Mikroseismische Unruhe wird in Athen hauptsächlich im Winter und bei starken Winden beobachtet. Diese Winde entstehen bei Antizyklonen oder bei starken Tiefdruckgebieten auf griechischem Boden. Die Amplituden wie auch die Perioden der Bewegung scheinen nicht nur eine Funktion der Windstärke zu sein, sondern sind auch abhängig von der Größe des vom Winde durchquerten Festlandes, sowie von der Dauer des Windes.

Bekanntlich treten in Griechenland während der Winterzeit abwechselnd nördliche und südliche Winde auf*). Während des Sirocco, des bekannten heftigen afrikanischen Südwindes oder der südwestlichen Winde des Mittelmeeres, wird trotz des starken Anpralles der Wellen auf die steilen Küsten Süd- und Westgriechenlands an der Athener seismischen Station, entweder keine mikroseismische Unruhe aufgezeichnet, oder nur solche Bewegungen, die nur kleine Amplituden und Perioden von 1 bis 2 sec besitzen. Nehmen diese Winde eine westliche Richtung, so werden bei größeren Windstärken und bei längerem Anhalten der Winde mikroseismische Bewegungen registriert, die in Gruppen auftreten. Die Periode von 4 sec wird hierbei nicht überschritten.

Wenn aber Nordwinde vorherrschen, die wie gewöhnlich, viele Tage hindurch über große Festlande wehen, werden bei antizyklonalen Zuständen nördlich der griechischen Halbinsel (in Zentraleuropa und Westrußland) immer mikroseismische Bewegungen registriert. Diese Kurven sind sehr regelmäßig und es treten Gruppen mit einer Periode von 4 bis 8 sec auf.

Bei dem oben angeführten Beispiel war die See in Athen fast ruhig oder zeigte nur geringen Wellengang. Die Registrierungen bei nördlichen Winden haben zunächst die Form, die bei heftigen lokalen Winden beobachtet wird. Sie gehen dann aber in eine regelmäßige Bewegung mit einer Periode von 4 bis 8 sec über. Periode und Amplituden dieser Bewegung scheinen untereinander in gewisser Abhängigkeit zu sein. Ebenso sind sie auch abhängig von der Windstärke und der Größe der Landflächen, die vom Winde überstrichen werden. Oft wird auch beobachtet, daß, wenn diese nördlichen Winde in Athen selbst abflauen, die mikroseismischen Unruhen noch weiter anhalten, jedoch mit allmählicher Abnahme von Periode und Amplitude.

Während des Sommers wird keine mikroseismische Unruhe registriert. Es wehen in dieser Jahreszeit im Ägäischen Meere, in erster Linie aber im östlichen Griechenland, die bekannten „Etesien“. Diese heftigen Winde haben eine Nord- bis Nordostrichtung. Sie erreichen in Athen große Geschwindigkeiten und Stärken. Es handelt sich in der Hauptsache um Seewinde, welche wie die Südwinde unterwegs ihre Hauptenergie verlieren und nur einen starken Wellenschlag im Ägäischen Meer erzeugen. Außerdem flauen diese Winde während der Nacht vollständig ab.

*) Eginitis: Annales de l'Observatoire Nat. Athènes. Bd. I, S. 115—120.

Zusammenfassung.

1. Die in Athen registrierten mikroseismischen Bewegungen lassen sich weder durch Anprall der Wogen gegen das Festland noch durch unregelmäßige und starke Änderungen des atmosphärischen Druckes erklären.

2. Die Gleichzeitigkeit des Auftretens der mikroseismischen Unruhe in Athen mit heftigen Festlandwinden zeigt eindeutig, daß nur diese Winde als Entstehungsursache für diese Bodenbewegung in Frage kommen.

Athen, Observatoire National, im April 1930.

Un petit grain blanc, enregistré par des séismographes

Emm. Ma. S. Navarro Neumann, S. J.

Directeur de la Station Séismologique de Cartuja (Grenade)

(Avec 3 figures.)

Le sol n'est jamais en repos absolu, et en plus des séismes et des manifestations de l'activité humaine qui l'agitent sans cesse, d'autres facteurs naturels, comme ceux qui produisent les premiers, et qui semblent dépendre de phénomènes météorologiques, ont leur large part dans ces mouvements continuels.

Leur étude date de l'Aurore de la Séismologie instrumentale, et le grand pionnier Professeur J. Milne avait déjà observé ces mouvements là, à l'aide de plusieurs instruments, et surtout avec un tout petit pendule horizontal, qui, aussi lui permit de constater l'existence d'une onde diurne dans la plaine d'alluvion de Tokyo¹). De même, et peut-être avant, le Dr. E. von Rebeur-Paschwitz, et après les professeurs Láska, Levitzky et autres²) étudièrent ces mystérieux mouvements, enregistrés par les séismographes, mais ces travaux de toute première heure, ont deux vices d'origine: la marche, d'une extrême lenteur (10 à 60 mm à l'heure), de leurs récepteurs, et le manque d'amortissement des séismographes, alors en service. Le premier rend impossible la séparation des ondes enregistrées, hors celles d'une très longue période, et le second ne permet pas de décider si les périodes d'une ou de plusieurs minutes, des ondes en question, le sont d'ondes séparées, ou sont dues à des accords ou résonances, et, dans ce dernier cas, si ces résonances sont naturelles, c'est-à-dire, dues à deux ou plus mouvements du sol (harmoniques, ou peu s'en faut, sinusoïdes, avec des périodes et amplitudes différentes, et décalage dans leurs phases, comme le montrent tous les jours les graphiques des séismographes plus sensibles, même amortis jusqu'au limites de l'apériodicité, ou on peu plus), ou si le pendule, en mêle ses oscillations, ou, du moins, prend partie à la formations de ces accords, dont la partie instrumentale n'est pas séparable de celle que nous pourrions appeller naturelle.

Bien que jamais délaissée, l'étude de ces mouvements lents, ne semble pas jouir une grande faveur, et l'explication concluante et documentée de plusieurs faits incontestés, reste à faire.

Un fait banal, enregistré, au même temps, par des météorographes et des séismographes, va nous permettre de faire une toute petite apportation; en plus celle-ci peut-être inclinera à d'autres séismologues à prêter leur attention aussi à des faits analogues, et même à les étudier, avec un outillage convenable, sans oublier les microbarographes, thermographes exta-sensibles, anémographes, girouettes inscriptrices, etc., avec des récepteurs à marche rapide et bien contrôlée, pour assurer aux renseignements horaires une exactitude comparable, pour le cas, avec celle exigée aux séismographes.

Grenade se trouve dans un coin d'une vaste plaine arrosable, à quelques 670 mètres de hauteur sur le niveau de la mer, traversée par le Darro et le Genil, qui reçoit les eaux du Monachil, presque dans son entrée dans la ville. Une série de collines (dans le sommet d'une d'elles se trouve l'Alhambra, le féerique palais des monarques nazarites, dans une autre le Collège de la Compagnie de Jésus, dans le domaine qui fit partie d'une Chartreuse (en espagnol Cartuja), semble servir de contrefort à la ville, entourée, par tous les cotés, par des montagnes. Vers le N et le NE se trouve la Sierra Harana, au NW celle de Parapanda, vers le W celle des Cabras (chèvres), au SW celle de Tejeda et Almijara, au S celles des Gúajaras, toutes avec des altitudes de 1500 mètres, au moins, et vers le SSE, le SE et l'ESE, le colossal masif de la Sierra Nevada (neigée toute l'année), avec plusieurs pics de 3000 mètres, et ceux du Veleta et du Mulhacén avec 3470 et 3481. Cette situation topographique et le voisinage de la mer Méditerranée, favorisent beaucoup la formation de petits grains, surtout pendant l'été, et vers 13 à 14 ou 15 heures, et parfois ils sont presque journaliers, pendant que dans quelques années ils sont très rares. A l'ordinaire ils se réduisent à quelques tonnerres, coups de vent et à un peu de pluie, à grosses gouttes, très espaciées, et parfois des grêlons, le tout affaire de peu de temps.

Dans notre cas il s'agit d'un grain blanc et pendant la nuit, ce qui n'est pas si fréquent à Grenade, mais aussi d'origine locale, dans le sens large du mot, ce qui est en accord avec la petite amplitude des microséismes enregistrés (0.8μ , au plus d'amplitude, avec 6 secondes environ de période). Le bulletin de l'Observatoire Central Météorologique de Madrid annonçait du beau temps pour ce jour là (le 3 Juillet 1930).

Le dépouillement des graphiques de l'Observatoire Astronomique et Météorologique de Cartuja [Grenade³] nous donne: 1. girouette et anémocinémographe: le vent, presque nul à 22^h 50^m (0.6 mètre à la seconde), avec direction presque fixe au NNW, changea brusquement de direction, avec des rafales allant du S à l'W, mais avec direction prédominante SSW, atteignant les 10.5 m/s vers 23^h 20^m pendant 10 minutes environ, tombant à 0 presque d'un coup (type 3 de Dinnes). 2. Suivant une marche parallèle, le thermographe interrompit sa descente continue, initiée à 16^h, pour monter depuis 19.1° jusqu'à

21.3°, et l'hygrographe de 68 à 71, pour descendre tous deux, rapidement, à 19.3° et à 64. 3. Le barographe (Richard, comme les autres enrégistreur déjà cités), qui avait monté d'un coup à 22^h 50^m de 694.8 mm à 695.5, à 23^h 5^m fit une descente à pic, en dessinant le crochet caractéristique des grains, à 23^h 12^m, avec 693.3 mm⁴). Le graphique du barographe Loyola⁵), dont le grandissement est de 5.6 fois et la marche du récepteur de 40 cm pendant les 24^h, reproduit, très fidèlement, celui du si justement apprécié barographe français; seulement l'échelle des temps ou abscisse, résulte multipliée par 10 et par 2.8 celle des amplitudes ou ordonnées. Ceci rend plus visibles quelques détails, à peine supçonnés dans le graphique à échelle plus petite.

Cette marche parallèle entre un barographe à capsules métallique, ou l'on à fait le vide, soutenues contre l'aplatissement par des réssorts, et muni d'une

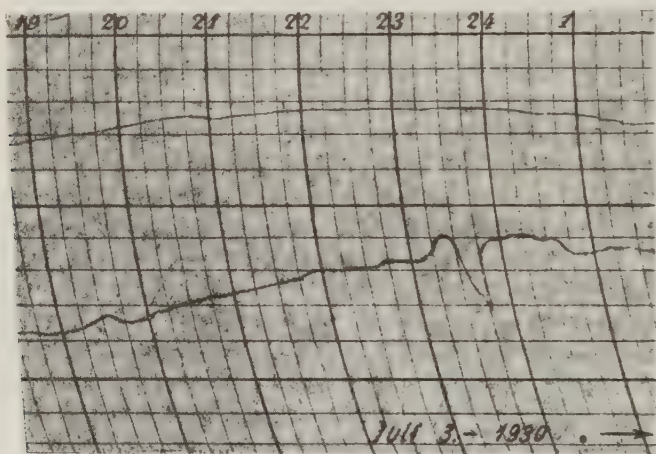


Fig. 1. Graphique du barographe Loyola; dans la bande originelle l'oscillation mesure 12.8 mm, et le moteur du cylindre récepteur avançait plusieurs minutes, déjà corrigés lors le dépouillement du graphique

compensation pour diminuer les effets des changements de température, et un autre, à siphon en fer, rempli de mercure, nous semble un fort argument en faveur d'une variation thermique insignifiante dans le barographe, pendant l'enrégistrement du petit grain blanc. D'un côté le procédé de remplissage, tout-à-fait primitif, n'exclue pas la possibilité de la présence de quelque petite bulle d'air ou des traces de vapeur d'eau, dans la chambre barométrique; d'un autre l'instrument se trouve, près d'une fenêtre et dans une salle à trois façades, d'un seul étage et pas protégée spécialement contre les variations thermiques; quand au barographe Loyola, ni les cuvettes et chambre barométrique, ni le tube communicant le sont, non plus, ce qui serait très facile à faire avec un isolant, enfermé dans un réceptacle en métal niqué brillant, pour diminuer les pertes dues à la conductibilité et à l'irradiation.

Le graphique de la composante verticale Belarmino⁶⁾ présente une onde de dilatation, initiée, bien perceptiblement, quelques secondes avant 23^h 0^m, dont le maximum de 2.7 mm eut lieu à 23^h 5^m; une onde de compression, de 3.1 mm d'amplitude s'enregistra à 23^h 13^m 20^s. Elle ressemble, plus que l'autre, à une demi-onde complète de 2^m 15^s de période (270 secondes pour le cycle complet des 360°), et si elle serait due à un mouvement harmonique du sol, semblable à ceux enregistrés lors des vrais tremblements de terre, son amplitude vraie mesurerait deux millimètres, car, pour les ondes de cette allure le grandissement de 930 de la composante verticale Belarmino pour des ondes de 5—6 secondes se réduit à 3 fois. Or, seulement chez les séismes déjà un peu sévères à Grenade, comme celui de Montilla, du 5 Juillet de cette année, ou lointains de plus extraordinaires, de l'allure de ceux de Messine (28 Decembre 1908) ou Issik-kul 3 Janvier 1911), s'enregistrent d'amplitudes semblables. Celui du 23 Juillet dernier, malgré ses 2500 victimes environ, et épicentre à quelques 1700 kilomètres seulement de Grenade, en a donné environ un quinzième (155 μ). Peu de minutes après, seulement les petits microséismes, en forme de dents de scie minuscules, continuaient l'agitation du sol.

Le pendule bifilaire Canisius, composante E—W, aussi à enregistrement magnéto-photographique, donna un graphique tout-à-fait différent, assez ressemblable à un séismogramme authentique, comme celui du vrai tremblement de terre qu'il enregistra deux heures après. L'on déduit sa coïncidence avec les petits coups de vents, par l'heure du commencement, 23^h 2^m 56^s, et le maximum (3 ondes avec 2 μ , au plus, et 12 à 15 s de période), enregistré entre 23^h 5^m 15^s et 23^h 5^m 53^s, est suivi d'autres ondes, plus petites et irrégulières, dont le rythme varie entre 6 et 15 s, jusqu'à la fin de cette agitation du sol, vers 23^h 20^m. Il est à remarquer que les petits microséismes, tant dans leurs périodes comme dans leurs amplitudes, ne semblent pas avoir expérimenté des variations de la part du grain blanc.

Or les séismographes dont nous venons de parler se trouvent dans un salon au rez-de-chaussée du Grand Collège de la Compagnie de Jésus à Grenade, façade N 20° W, et à une trentaine de mètres il y a un groupe très serré de grands eucalyptus, ce qui rend fort probable que leur agitation par le vent aie produit celle du sol, enregistrée par le Canisius, car la direction de la façade est presque contraire à la direction des rafales de vent en question (SSW) et les dimensions de l'édifice (il peut loger bien 200 personnes, en plus des classes, musées, laboratoires, grand salon pour les actes publics, plusieurs bibliothèques, Chapelle, etc.) excluent les effets de succion.

Le manque de composante verticale dans l'agitation du sol produite par le vent, en agitant le bosquet d'eucalyptus, explique l'absence d'ondes, analogues à celles enregistrées par le Canisius dans le graphique de la c. v. Belarmino; quand à ce qu'elles ne soient pas visibles dans les graphiques des deux composantes N—S et E—W du Berchmans, s'explique par l'impossibilité de celui-ci pour enregistrer des si petites amplitudes avec des périodes assez considérables⁷⁾.

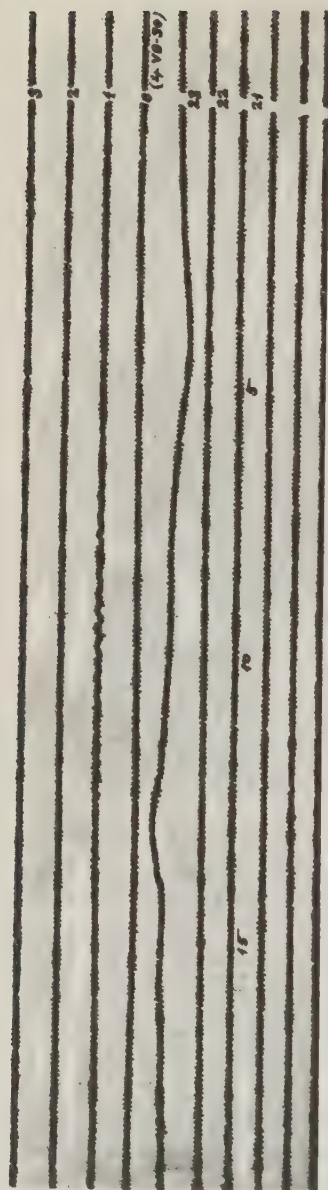


Fig. 2. Graphique de la c. v. Belarmino; dans l'original chaque minute (ligne noire, comprise entre deux petits espaces blancs (éclipses produits par le chronographe), mesure 10 mm, et chaque ligne a été enregistrée une heure avant de l'immédiatement supérieure ou après l'inférieure.

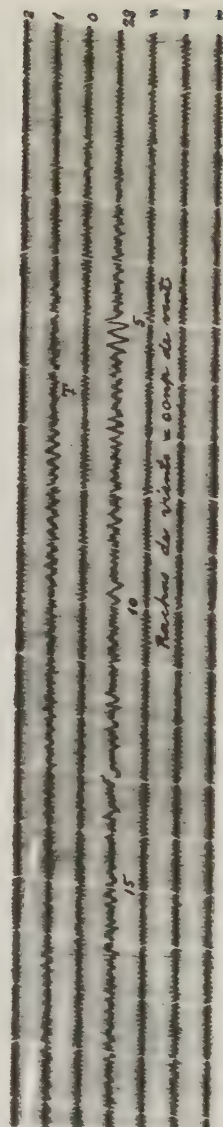


Fig. 3. Graphique du Canisius, composante E-W, inscrite au même temps que celle de la v. c. Belarmino, et que la portion la plus intéressante de celle du barographe Loyola, dont le récepteur a une marche beaucoup plus lente.

Une fois exclues les rafales de vent comme cause directe des ondes anormales, d'une notable amplitude vraie et très lentes, enrégistrées par la c. v. Belarmino, il nous reste encore à décider entre le facteur thermique et le barométrique, c'est-à-dire entre les changements de température et ceux de la pression atmosphérique. Les premiers ne sont pas sans influence sur les composantes verticales à enrégistrement magnéto-photographique, bien que moindre que chez celles d'enrégistrement simplement photographique ou bien mécanique, pour lesquelles c'est leur talon d'Achilles, en phrase trop vraie du vétéran professeur K. Mack, malgré, les affirmations, en sens contraire, de leur illustre inventeur⁸). Pour les éviter, tant que possible, l'on utilise l'élinvar, pour le gros ressort en boudin, malgré ses défauts⁸), ou l'on cherche à établir une compensation, à l'aide de spirales bi-métalliques en collimaçon, porteuses des masses, et dont les dilatations ou contractions font se déplacer convenablement celles-ci, pour que les élongations des ressorts de suspension ne changent pas avec les variations thermiques; dans ce dernier cas, celles-ci doivent pas être supérieures à un demi degré centigrade dans les 24 heures, ce qui exige un local souterrain, ou, du moins, maintenu à température constante, par l'entremise d'un thermostat¹¹).

Dans les composantes verticales à enrégistrement mécanique ou exclusivement photographique, les effets pernicieux des changements de température se traduisent par l'approximation ou éloignement des lignes du graphique, ce qui les enchevêtre et embrouille, ou les fait sortir de la bande réceptrice; dans les magnéto-photographiques les plaintes se traduisent par l'impossibilité de les employer avec des périodes considérables (ici 12 à 13 secondes), sans les exposer à rester immobiles, vers le haut ou vers le bas (labilité), et à les rendre sensibles aux mouvements horizontaux du sol, avec l'élévation ou descente du centre de gravité de la masse, en relation avec le point de flexion du levier qui la porte. Nous avons fait travailler assez de temps la c. v. Belarmino avec 12^s, sans la voir se rendre labile, et si elle n'a que 6^s maintenant, ça a été pour pouvoir forcer son grandissement pour les périodes petites et moyennes, bien qu'il est fort possible que cela doive s'attribuer à des détails de construction, tels que les modifications que nous avons introduit dans le modèle primitif Galitzin, et même aux impurétés, plus que probables, du cuivre de l'amortisseur et même celui des bobines plates, les ayant acheté dans le commerce ordinaire, pas dans des établissements spéciaux.

Cette c. v. se trouve dans le salon ordinaire dont nous avons parlé déjà, ou les variations de température sont assez fortes, surtout pendant l'été, ou à l'extérieur, des différences de 20^o centigrades entre le maximum et le minimum de température sont fréquentes, dans les jours ensoleillés, suivis de nuits très belles, ou la radiation est très intense. Dans ces cas extrêmes, les lignes peuvent s'embrouiller (échauffement), ou se séparer de façon de faire sortir de la bande: d'ou la perte de plusieurs graphiques par an, et le manque ordinaire de régularité dans la separation des lignes, quand celles-ci devaient sembler parallèles et équidistances. Celles déviations sont très lentes, à l'ordinaire, et semblent dépendre

bien plus du galvanomètre que des changements d'élasticité dans le gros ressort en boudin, ceux en croix et les deux plats, ajustés au premier, bien qu'il faudrait faire des essais à ce sujet, pour pouvoir juger, définitivement.

Un cas fortuit nous a permis enrégistrer un petit tremblement de terre, à épïcèntre peu éloigné, par le galvanomètre de la c. v. Belarmino, aussi de notre construction, et le grandissement équivalent a été d'un peu plus de 100 fois. ce, avec sa période de 19 secondes, le fait équivalent à un pendule simple de neuf kilomètres de longueur, dont la seconde d'arc de déviation de la verticale vaut presque 44 millimètres, et des déviations de l'ordre ne sont pas rares, et se corrigent en touchant les vis de niveau du galvanomètre, et pas au petit poids auxiliaire de la composante verticale, si ce n'est pas dans le but de la soustraire complètement à l'influence des mouvements exclusivement ou partiellement horizontaux, en tant qu'ils possèdent ce dernier caractère. Ces déviations là du galvanomètre sont dues, probablement en leur partie la plus considérable, aux déviations de la verticale du pilier sur lequel il repose, fait observé tous les jours chez les Cartuja bifilaires¹²⁾ quand l'on ouvre la vitrine qui les protège, pour changer les bandes réceptrices et remonter les moteurs d'horlogerie, ce qui se fait de bon matin. Le refroidissement du pilier de maçonnerie de 5 mètres de hauteur et section carrée, de 2 mètres de coté, reposant directement sur un rocher [calcaire tortonien miocène de faciès marine, là très dur], ou ils ont leur suspensions et points d'appui, se traduit par des déviations de la verticale de l'ordre de plusieurs dixièmes de seconde d'arc, déjà gênantes dans les graphiques de ces instruments là d'enregistrement mécanique, dont la sensibilité est très inférieure à celle du galvanomètre de la composante verticale Belarmino, travaillant seul comme séismographe pour les mouvements horizontaux du sol, à l'instar des Anderson-Wood.

Dans notre cas le brusque changement de pression, de 31 kg par chaque mètre carré, équivalents aux 2,3 mm. de mercure, dont nous en avons parlé, et qui eut lieu dans le moment précis où la c. v. Belarmino enrégistrait les courbes anormales dont nous avons parlé, pourrait avoir eu une influence directe sur ce séismographe, car des déviations se produisent dans les graphiques quand l'on s'approche à quelques mètres du pilier en béton, isolé du parquet en bois, ou il est installé, de même que si l'on reste immobile ou l'on s'éloigne: elles augmentent avec le numéro des personnes, la diminution de leur distance, rapidité de mouvement, et, en un mot, décèlent la modalité de ces charges additionnelles, avec une grande fidélité. Par contre, l'approximation d'une ou de plusieurs personnes au pilier contigu, où se trouvent les galvanomètres, lampes et récepteurs du Belarmino et du Canisius¹³⁾ ne dérange nullement leurs graphiques.

L'insignifiant coup de vent du 3 Juillet de 1930 nous a permis d'enregistrer à Grenade des ondes analogues à celles décrites, dernièrement, par notre frère de religion le P. Ernest Gherzi, S. J., à Zi-Ka-Wei¹⁴⁾, et même de donner une explication probable.

Literatur

¹⁾ Seismology (1 édit., 1898), p. 59. Le minuscule pendule horizontal en question avait pour masse un petit miroir concave, lequel était pourvu d'un étrier, avec une pointe d'acier, qui s'appuyait sur une cavité, taillée dans une agathe; quand à la suspension elle était assurée par un brin de soie, filament en quartz, etc. Les étriers mésumaient entre 5 et 60 mm. et avec récepteur à un mètre, le premier, avec période maximum de 5 secondes, donnait un grandissement statique de 400 fois, de beaucoup multiplié, dans les cas favorables, par les résonnances.

²⁾ Dr. E. von Rebeur-Paschwitz: Das Horizontalpendel [Nova Acta der Ksl. Leop.-Carol. Deutschen Akademie der Naturforscher, Bd. LX. No. 1 (Halle 1892)], in fol. p. 216, Pl. V; Prof. Dr. W. Láska: Über die Pendelunruhe, Verhandl. der ersten internation. seismologischen Konferenz. (Beiträge zur Geophysik, Ergänzungsband I, S. 209—235. Une très complète bibliographie se trouve dans la belle monographie du Prof. Dr. B. Gutenberg: Die Bodenunruhe. Gebr. Borntraeger, Berlin.)

³⁾ Situé à quelques 400 mètres vers le SE du local occupé par nos séismographes les plus sensibles (Belarmino, Canisius, Berchmans).

⁴⁾ La marche si lente et pas toujours soigneusement contrôlée des récepteurs, chez les météorographes ordinaires, donne, pour le cas, une approximation de l'ordre de ± 5 minutes, tout au plus; chez ceux des séismographes, grâce à leur beaucoup plus grande rapidité, et aux signaux horaires automatiques, l'approximation ordinaire est d'une seconde.

⁵⁾ El barógrafo de mercurio de la Estación Sismológica de Cartuja (Granada), Mem. de la Real Acad. de Ciencias y Letras de Barcelona, Vol. XVII, No. 22.

⁶⁾ Les Séismographes de la Station Séismologique de Cartuja (Granada). Bull. de l'U. G. G. I. Sec. de Séismologie, fasc. No. 4.

⁷⁾ Avec 5 secondes de période, 700 fois environ de grandissement statique, 5 pour coefficient d'amortissement, une onde de 2μ avec 15 s. de période aurait pour abcise près de 4 mm et seulement 0.17 mm pour ordonnée, presque inappréciable, même dans le cas idéal ou le frottement serait nul.

⁸⁾ Fürst B. Galitzin: Über einen neuen Seismographen für die Vertikalkomponente, St. Petersburg, Accad. Impér. des Sciences, 1911.

⁹⁾ Y. Dammann: Contribution à l'étude des propriétés élastiques de l'élinvar. Bull. de l'U. G. G. I. Fasc. No. 5, p. 122—151, fig. 12.

¹⁰⁾ H. Masing: Seismographen für galvanometrische Registrierung nach Fürst B. Galitzin und Prof. J. Wilip (1929), p. 11.

¹¹⁾ E. A. Hodgson: Temperature control of the vertical Seismograph Ottawa. Bull. of the Seismol. Soc. of America, Vol. 11, No. 2.

¹²⁾ Lors les notables changements de température, avec la vitrine fermée, ces rapprochements ou séparations des lignes du tracé sont assez fréquentes, surtout avec les grains ordinaires, ou accompagnés par de la pluie. N'étant pas trop rapide l'action de la variation thermique, le graphique (dans l'absence d'autres mouvements, semble intégré par des lignes parallèles, mais plus ouvertes ou serrées qu'à l'ordinaire, quand le pas de vis du cylindre récepteur les donne équidistantes.

¹³⁾ Le galvanomètre actuel du Canisius a une période de 5.6 secondes, et est, par conséquence, beaucoup moins sensible aux déviations de la verticale que celui de la c. v. Belarmino.

¹⁴⁾ Note sur les microséismes solitaires. Zeitschr. f. Geophys., Jahrg. 4, Heft 7/8, S. 422—424, Fig. 2.

Das große sibirische Meteor vom 30. Juni 1908 und die bei seinem Niedergang hervorgerufenen Erd- und Luftwellen

Von E. Tams, Hamburg

Zu dem im Titel angegebenen Ereignis liegt nunmehr (1930) eine ausführlichere Untersuchung von F. J. W. Whipple¹⁾ vor, nachdem Verfasser dieser Zeilen²⁾ bereits 1929 kurz zu den damit verbunden gewesenen makro- und mikroseismischen Erscheinungen Stellung nahm. Im Hinblick auf das Außergewöhnliche des ganzen Vorganges, der erst so spät wissenschaftlich genauer verfolgt worden ist, mag ein Referat darüber hier nicht unangebracht erscheinen.

Reges Interesse an dem Meteorfall wurde erst durch die von dem russischen Geologen L. Kulik³⁾ zur Auffindung des Niederschlagsorts 1921 eingeleiteten und schließlich 1927 mit Erfolg gekrönten Unternehmungen wachgerufen. Bis dahin lagen nur die wenig zugänglichen und spärlichen Notizen in dem Bulletin der ehemaligen russischen Commission Centrale Sismique Permanente für das Jahr 1908 vor. Der daraus im makroseismischen Katalog für 1908 (Zentralbur. d. Intern. Seism. Assoz. Straßburg 1917) betreffs der im östlichen Sibirien stattgefundenen Erderschütterungen gemachte tabellarische Auszug nimmt aber noch nicht weiter auf den um die gleiche Zeit dort vor sich gegangenen Meteorfall Bezug. In der Tat aber handelt es sich bei diesem „Erdbeben“ und den dazugehörigen seismometrischen Beobachtungen, wie nun nicht mehr zu bezweifeln ist, um nichts anderes als um die Auswirkungen eines ungeheuren Meteorsturzes am 30. Juni 0^h 15^m ($\pm \frac{1}{2}$ Min.?) mittl. Greenw. Zeit mit dem Aufschlagsort in 61° N und 101.3° E. v. Greenw., d. i. im Bezirk des Oberlaufs der Steinigen Tunguska, rund 1000 km nnw. von Irkutsk. Hier fand man Trichter von 10 bis 50 m Durchmesser und einer mittleren Tiefe von 4 m sowie die Bäume bis zu einem Umkreis von einigen 60 km fächerartig nach auswärts niedergestreckt und ihrer Zweige und Rinde entkleidet. In der näheren Umgebung des Aufschlagsgebiets erwies sich die ganze Vegetation als verbrannt, und im Zentrum waren Bodenfalten von einigen Metern Tiefe und durchweg südöstlich-nordwestlicher Streichungsrichtung erkennbar, die möglicherweise als Kompressionswirkungen aufzufassen sind.

Unmittelbar wahrnehmbare Erschütterungen wurden noch aus Kansk in rund 600 km Entfernung gemeldet; doch läßt sich nicht sicher entscheiden, ob es sich hierbei um eine Wirkung von Erdwellen oder nur von Luftwellen handelt. Der Schall war unter anderem noch bei Turuchansk (am Jenissei, in rund 900 km Entfernung nordw.) hörbar. Erdwellen strahlten mikroseismisch aber sicher bis nach Mitteleuropa aus; dies lehren die Beobachtungen in Hamburg und Jena. In Jena (Entfernung von dem oben angegebenen Aufschlagsort $\Delta = 5230$ km),

wo seinerzeit der sehr empfindliche Straubelsche Vertikalseismograph (Indikatorvergrößerung $V = \text{rund } 2000$) aufgestellt war, wurden von $0^h 46^m$ bis $0^h 48^m$ (mittl. Greenw. Zeit) einige L -Wellen mit $T = 19 \text{ sec}$ und $A_z = 2.3 \mu$ registriert; und eine Nachprüfung der Diagramme in Hamburg ($\Delta = 5090 \text{ km}$; Wiechert-scher Horizontalseismograph, $V = \text{rund } 200$) ließ in der N -Komponente von $0^h 44^m$ bis $0^h 46^m$ einige deutliche L -Wellen mit $T = 12$ bis 15 sec und $A_N = \text{rund } 1 \mu$ erkennen. Außerdem aber wurden Aufzeichnungen von den Zöllner-Repsoldschen Seismographen in Irkutsk ($\Delta = 950 \text{ km}$, Beginn $0^h 18.8^m$) und Taschkent ($\Delta = 3050 \text{ km}$, Beginn $0^h 32.0^m$) sowie von dem Milnependel in Tiflis ($\Delta = 4390 \text{ km}$, Beginn $0^h 40.8^m$) gewonnen. Da diese Apparate noch ungedämpft waren, so läßt sich aber über die Größe der wirklichen Bodenbewegung an den drei letztgenannten Stationen nichts Genaueres aussagen; jedoch bestätigen auch hier die über die maximale Diagrammamplitude gemachten Angaben die von vornherein wahrscheinliche Annahme, daß es sich vom seismonegetischen Standpunkt aus um keine bedeutende Erschütterung gehandelt hat. Nach den angenähert zu berechnenden Laufzeiten neigt Whipple dazu, in den zuerst aufgezeichneten Phasen in Irkutsk zwei Einsätze von S -Wellen zu sehen; indessen ist bei dem ungedämpften Charakter der Registrierung und der nicht genügenden Präzision der Zeitangaben natürlich nichts Sicheres auszumachen. Bei den Seismogrammen der übrigen Stationen kann es sich mit Whipple sehr wohl wesentlich um Rayleighwellen handeln.

Seismogenetisch möchte ich dieses Beben als Aufsturzbeben bezeichnen, indem es durch das Aufstürzen der Meteormasse auf die Erdoberfläche hervorgerufen wurde. Seine Herdtiefe beläuft sich demnach auf 0 km ; und es kann den Einsturz- und Abrutschungsbeben an die Seite gestellt werden, mit denen es die relative Geringfügigkeit des Energiegehalts und die Kleinheit der Herdtiefe gemeinsam hat. Andererseits ist es besonders bemerkenswert, daß die mikro-seismische Reichweite in diesem Falle gewiß über 5000 km betrug. Übrigens machte schon A. Rzehak⁴⁾ unter gleichzeitigem Hinweis auf den großen, wohl prähistorischen „Meteorkrater“ vom Cañon Diablo in Arizona auf ein solches „Meteoritenbeben“ aufmerksam: ein Meteorfall in Virginia (U. S. A.), durch den ein Loch von etwa 15 m Durchmesser entstand, rief ein „weithin“ fühlbares Erdbeben hervor.

Von großem Interesse ist nun noch der Umstand, daß der Niedergang des Meteors sich nach Kulik nicht nur auf den Barogrammen in Kirensk (nördl. vom Baikalsee) und Irkutsk erkennbar machte, sondern, wie Whipple des näheren angibt, sehr ausgeprägt auch in den Mikrobarogrammen von sechs meteorologischen Stationen im südöstlichen England (unter anderen in London und Cambridge) feststellbar ist. Nachträglich erkannte man auch eine mehr spurenhafte, wenn auch deutliche Störung in dem gewöhnlichen Barogramm des Greenwicher Observatoriums. Es lassen sich zwei Phasen der Bewegung unterscheiden, deren erste im Mittel zwischen $5^h 09^m$ und $5^h 25^m$ (mittl. Greenw. Zeit) liegt und ungefähr fünf Wellen aufweist mit einer maximalen Schwingungsweite

(doppelte Amplitude) von gut 0.2 Millibar, und deren zweite in unmittelbarem Anschluß an die erste durch einen plötzlichen Einsatz von etwa 0.25 Millibar Schwingungsweite eingeleitet wird, sich noch bis etwa $5^h 32^m$ erstreckt und aus Wellen von erheblich kürzerer Periode ($1\frac{1}{2}$ Min. und darunter) besteht. Die erste Phase wird auf den Durchgang des Meteors durch die Atmosphäre zurückgeführt, und die zweite seinem Stoß auf den Erdboden zugeschrieben, mit dem ein gewaltiger nach auswärts gerichteter Windstoß verbunden war. Für die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der einzelnen markanteren Luftwellen finden sich Werte zwischen 323 und 303 m sec⁻¹. Für die 318 m sec⁻¹ betragende Geschwindigkeit des Hauptwellentales im Anfang der Störung ergibt sich eine auffallende Übereinstimmung mit dem entsprechenden in England beim Krakatauausbruch gefundenen Wert im Betrage von 314 m sec⁻¹. Wird eine Periode von rund 2 Min. zugrunde gelegt, so folgt demnach eine Wellenlänge von rund 40 km, d. i. gleich der fünffachen Höhe der homogenen Atmosphäre. Daß die Wellen der zweiten Phase ähnlich denen bei einer Explosion auf ihrem Wege vielleicht wiederholt die Bahn zwischen Erdboden und oberer Atmosphäre (Ozonsphäre) eingeschlagen haben, wird für wenig wahrscheinlich gehalten. Eine Abschätzung der bei dem Meteorfall auf die Luftwellen übertragenen Energiemenge mittels einer von G. I. Taylor abgeleiteten Integralformel führt Whipple zu dem Betrage von $3.2 \cdot 10^{20}$ Erg, den er der Größenordnung nach als zutreffend ansehen möchte und der nach einer anderen von ihm auf Grund der seismometrischen Beobachtungen in Hamburg und Jena, sowie einer Formel von H. Jeffreys angestellten Überschlagsrechnung rund 5000 mal größer sein dürfte als die Energiemenge der Erdwellen⁵⁾. Diese „seismische“ Energie ($6 \cdot 10^{16}$ Erg) würde demnach beispielsweise in der Tat nur den 30 millionten Teil der Energie des großen San Franzisko-Bebens von 1906 und auch nur den 10 millionten Teil derjenigen des Messina-Bebens von 1908 ausmachen, welche von H. F. Reid zu $17.5 \cdot 10^{23}$ bzw. $6 \cdot 10^{23}$ Erg ermittelt wurde.

In der Aussprache über die Untersuchung von Whipple wird dann noch von verschiedenen Seiten berichtet, daß besonders in der Nacht vom 30. Juni auf den 1. Juli 1908 und in der folgenden in Großbritannien wie in Mitteleuropa ein ungewöhnliches, deutliches Leuchten namentlich am nördlichen Himmel zu beobachten war, durch welches die Dämmerung bis zu Tagesanbruch verlängert wurde. Die charakteristischen Kennzeichen des Nordlichts fehlten. Es handelte sich wohl tatsächlich um Lichtrefraktion an Staubwolken, die vom Meteor hinterlassen und von Strömungen in der oberen Atmosphäre mitgenommen worden waren. Notizen über diese Beobachtungen finden sich schon in den Meteorolog. Zeitschr. **25** (1908), **26** (1909), Nature **78** (1908) und Quat. Journ. R. Meteorolog. Soc. **34** (1908) sowie an einigen anderen Stellen. Whipple beabsichtigt, auch diesen Erscheinungen, welche nach den bisher vorliegenden Daten noch nicht genügend aufgeklärt sind, genauer nachzugehen und bittet um Mitteilung weiterer Beobachtungen (Kew. Observatory, Richmond, Surrey).

Literatur

- 1) Quat. Journ. R. Meteorolog. Soc. **56**, No. 236; July 1930, p. 287.
- 2) Zeitschr. d. Ges. f. Erdkunde zu Berlin 1929, Kl. Mitt., S. 143.
- 3) C. R. Ac. Sc. de l'U. R. S. S. 1927, No. 23 (zit. nach Whipple) und Petermanns Mitteilungen **74**, 1928, S. 338.
- 4) Zentralbl. f. Min. usw. 1922, S. 488.
- 5) Brit. Assoc. Seismolog. Investig. 35 th Report. Bristol, 1930.

Hamburg, Hauptstation für Erdbebenforschung.

Theorie der 3-Schichten-Seismik

Von **Oswald v. Schmidt**, Wissenschaftlicher Mitarbeiter der Société de Prospection de Pétrole et de Minéraux par les Procédés Géophysiques. „P. P. G.“

(Mit 4 Abbildungen)

Die Arbeit behandelt die Theorie der Spreng-Seismik beim Vorhandensein von 3 Schichten unter beliebigen Einfallswinkeln. Es werden auf Grund der gegebenen Tektonik die Laufzeitkurven berechnet. Es werden die interessantesten Scheingeschwindigkeiten für die Schicht 3 angeführt: $v_{3+} = \infty$; $v_{3+} = \text{negativ}$; $v_{3+} = v_{3-}$. Es werden Formeln aufgestellt, die aus den gegebenen Laufzeitkurven die Tektonik dreier Schichten berechnen lassen. Es wird gezeigt, daß die Schichten (abgesehen von Schicht 1) eine bestimmte Minimalmächtigkeit haben müssen, damit sie durch die Methode des ersten Einsatzes überhaupt nachgewiesen werden können. Es wird gezeigt, daß die größere Scheingeschwindigkeit von Schicht 3 (v_{3+}) nicht immer ein Steigen anzeigt; es ist unter Umständen sogar ein Fallen der Schicht 3 möglich. Es werden Beispiele durchgerechnet.

Einleitung. Die vorliegende Arbeit über die „Theorie der 3-Schichten-Seismik“ stellt eine Fortsetzung der 1928 erschienenen Arbeit „Angewandte Seismik“ dar *). Geophysikalische Arbeiten in Venezuela verhinderten seinerzeit die Weiterführung der Arbeit, dafür konnten aber in der zweijährigen Pause verschiedene Probleme praktisch überprüft werden.

Die Literatur der letzten zwei Jahre habe ich nur unvollständig verfolgen können; eine vollständige 3-Schichten-Berechnung habe ich nirgends gefunden **), sollte ich teilweise schon Veröffentlichtes wiederholt haben, so bitte ich dieses durch mein tropisches Buschleben zu erklären.

Die Arbeit besteht aus einem analytischen Teil, in dem die Verhältnisse im Untergrund beim Vorhandensein von 3 Schichten als bekannt vorausgesetzt

*) Zeitschr. f. Geophys. 1928, S. 134.

**) Ambroun, „Elements of Geophysics“ 1928, gibt eine Berechnung für den Spezialfall, daß $\omega_3 = 0$, $\omega_2 = 0$, jedoch nicht unter Zugrundelegung der Brechungsgesetze, wie in vorliegender Arbeit.

und die dazugehörigen Laufzeitkurven (*ts*-Kurven) berechnet werden. Der zweite Teil, der synthetische, entspricht der Tätigkeit in der Praxis: gegeben sind die *ts*-Kurven, aus ihnen werden die tektonischen Verhältnisse im Untergrund (Neigungswinkel und Tiefe der 3 Schichten) aufgebaut.

A. Tektonik gegeben, *ts*-Kurven gesucht. Die Bezeichnung der einzelnen Größen ist am besten aus Fig. 1 zu ersehen. Längs der Sprenglinie *A* bis *B* ist ein Vertikalschnitt durch die 3 Schichten 1, 2, 3 gelegt. Alle Größen tragen die den Schichten entsprechenden Indizes; so sind z. B. die Winkel, die die Oberflächen der Schichten mit der Horizontalen bilden, mit $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ bezeichnet. Der erste Winkel, der seismisch gefunden wird, ist demnach ω_2 (ω_1 wird nötigenfalls topographisch gemessen); diese Benennung steht im Gegensatz zu früher, sie ist aber unerlässlich im Hinblick auf die konsequent systematische Nomenklatur, die bei der 3- und mehr-Schichten-Seismik äußerst wichtig ist. Eine systematische Übersicht aller Bezeichnungen ist am Schluß der Arbeit beigelegt.

Im Punkte *A* erfolgt die Sprengung, die Seismographen sind auf der Linie *A* bis *B* in wachsenden Entfernungen von *A* verteilt, der weiteste steht im Punkte *B*. Diese Darstellungsweise differiert mit der früher vom Verfasser benutzten (l. c.), doch entspricht sie besser den modernen seismischen Apparaturen, speziell aus den U. S. A., bei denen eine Sprengung durch eine wandernde Serie von Seismographen aufgenommen wird. Selbstverständlich sind alle weiteren Berechnungen auch für den umgekehrten Fall zu brauchen, daß nämlich ein Seismograph in *A* steht und die Sprengungen „wandern“.

Um Mißverständnissen vorzubeugen, wird hinfort neben der Angabe Sprengpunkt auch noch das Wort „Fixpunkt“ in Klammern hinzugefügt.

Eine gewisse Schwierigkeit bietet in der 3-Schichten-Seismik die unentbehrliche Definition des fallenden und steigenden Sprengens. Beim Vorhandensein von nur 2 Schichten wäre es im Beispiel der Fig. 1 ganz klar, daß wir steigendes Sprengen vorliegen haben, wenn der Sprengpunkt (Fixpunkt) in *A* gelegen und die Beobachtungspunkte nach *B* wandern, in Richtung der steigenden Schicht 2.

Für diesen Fall erhielten alle Größen das Zeichen (+), z. B. h_{1+} : die Mächtigkeit unter dem Fixpunkt, v_{2+} : die scheinbare Geschwindigkeit usw.

Beim 3-Schichten-Problem ist der Fall nicht so eindeutig. In Fig. 1 steigt allerdings Schicht 3 auch in der Richtung nach *B* hin, doch es wäre ebenso gut möglich, daß Schicht 3 nach *B* hin fällt, siehe Fig. 3, in dem Falle ergäben sich bei der alten Definition Unklarheiten.

Um also bei der Angabe der Neigungswinkel ω_2, ω_3 auch die Richtung eindeutig festzulegen, wurde folgender Weg eingeschlagen: Maßgebend für die weiteren Schichten 3, 4 usw. soll die Schicht 2 sein.

In derselben Richtung, in der wir die größere Scheingeschwindigkeit für Schicht 2 finden, also v_{2+} , in derselben Richtung bezeichnen wir auch die weiteren Scheingeschwindigkeiten mit (+), also v_{3+} , v_{4+} usw.

Der Sprengpunkt (Fixpunkt) werde für dieses verallgemeinerte „steigende Sprengen“ stets A genannt, und eine derartige Linie „ A -Linie“.

Analog soll der Fixpunkt bei fallendem Sprengen B heißen und alle Größen den Index (—) tragen, so z. B. die Schichtmächtigkeiten unter B : h_{1-} , h_{2-} usw.

Eine vergleichende Betrachtung der Fig. 2 und 3 schafft wohl mehr Klarheit als weitere Worte.

Die Laufzeit über 3 Schichten, t_3 . Die wichtigste Größe für alle weiteren Berechnungen ist die Zeit, die der Bebenstrahl zum Durchheilen von A nach B auf dem Wege $a_1 a_2 c_3 b_2 b_1$ braucht, siehe Fig. 1.

Die im nächsten Abschnitt dargelegte Ableitung ist mit dem Ansatz gemacht, daß der am frühesten ankommende Bebenstrahl den Weg der kürzesten Zeit nimmt, woraus sich die optisch-akustischen Brechungsgesetze ergeben.

Das Resultat der Ableitung soll hier vorausgenommen werden; die Laufzeit t_{3+} für eine beliebige Entfernung s_+ vom Sprengpunkt (Fixpunkt) A aus ergibt sich zu:

$$t_{3+} = \frac{1}{v_1} [s_+ \sin(\beta_1 - \omega_2) + h_{1+} \{ \cos(\alpha_1 + \omega_2) + \cos(\beta_1 - \omega_2) \} + h_{2+} 2 \sin i_1 \cos i_2 \cos \omega_3] \quad (1a)$$

Die Ableitung der Laufzeit für die B -Linie ergibt analog in der beliebigen Entfernung s_- von B

$$t_{3-} = \frac{1}{v_1} [s_- \sin(\alpha_1 + \omega_2) + h_{1-} \{ \cos(\alpha_1 + \omega_2) + \cos(\beta_1 - \omega_2) \} + h_{2-} 2 \sin i_1 \cos i_2 \cos \omega_3] \quad (1b)$$

Setzen wir, da die Ausdrücke stets wiederkehren, der Kürze halber:

$$(k) = \cos(\alpha_1 + \omega_2) + \cos(\beta_1 - \omega_2) \quad (2)$$

$$(l) = 2 \sin i_1 \cos i_2 \cos \omega_3 \quad (3)$$

Dadurch erhalten die Formeln für die Laufzeit folgende endgültige Form:

$$t_{3+} = \frac{1}{v_1} [s_+ \sin(\beta_1 - \omega_2) + h_{1+}(k) + h_{2+}(l)] \quad \text{Für die } A\text{-Linie (Fixpunkt in } A) \quad (4a)$$

$$t_{3-} = \frac{1}{v_1} [s_- \sin(\alpha_1 + \omega_2) + h_{1-}(k) + h_{2-}(l)] \quad \text{Für die } B\text{-Linie (Fixpunkt in } B) \quad (4b)$$

Die Bedeutung der Buchstaben ist aus Fig. 1 und der beigefügten Tabelle der Formelzeichen zu ersehen. Hier sei nur darauf hingewiesen, daß die beiden

stets wiederkehrenden Winkel $(\alpha_1 + \omega_2)$ und $(\beta_1 - \omega_2)$, analog wie in der 2-Schichten-Seismik, die Supplemente zu den Emergenzwinkeln darstellen.

Wie ersichtlich, wird die Laufzeit für die A -Linie t_{3+} durch die Schichtmächtigkeiten unter dem Punkte A ausgedrückt, da h_{1+} und h_{2+} in diesem Falle konstant sind. Umgekehrt wird bei der B -Linie t_{3-} durch h_{1-} , h_{2-} , die Schichtmächtigkeiten unterm Punkt B ausgedrückt.

Die sehr langwierige Ableitung ist aus Raummangel sehr konzentriert, ohne Zwischenrechnungen gegeben, sie braucht zum Verständnis alles Weiteren nicht durchgearbeitet zu werden.

An dieser Stelle möchte ich Fr. cand. ing. I. Waxmann und Herrn Dipl.-Ing. von Vacano meinen herzlichsten Dank sagen für die Prüfung der Rechnung durch selbständige Ableitung der Formeln für t_{3+} und t_{3-} .

Ableitung der Laufzeit t_{3+} (Fixpunkt in A ; alles auf h_{1+} , h_{2+} bezogen). Das Problem besteht darin, die Zeit zu berechnen, in der ein Bebenstrahl vom Punkte A aus nach dem Punkte B gelangt, wobei sich B in der variablen Entfernung s_+ von A befindet. Der Strahl soll den Weg der kürzesten Zeit nehmen, also die Brechungsgesetze befolgen, und durch die 3 Schichten mit den zunehmenden Geschwindigkeiten $v_1 < v_2 < v_3$ laufen.

In Fig. 1 ist der Weg durch die Strecken $a_1 a_2 c_3 b_2 b_1$ gekennzeichnet. Die Ableitung gestaltet sich als verhältnismäßig einfach, wenn von der — aus der 2-Schichten-Seismik bereits bekannten — Zeit ausgegangen wird, die der Bebenstrahl für das Wegstück $a_2 + c_3 + b_2$ benötigt.

Die entsprechende Formel lautet (siehe Formel-Sammlung am Schluß, F.-S. 4.):

$$t_{2+} = \frac{1}{v_1} [s_+ \sin(i_1 - \omega_2) + h_1 + 2 \cos i_1 \cos \omega_2]$$

Für den vorliegenden Fall ändern sich die Bezeichnungen:

$$t' = \frac{1}{v_2} [s' \sin \delta_2 + h' 2 \cos i_2 \cos \omega_{32}] \quad \dots \quad (I)$$

Unter Berücksichtigung, daß $v_2 = \frac{v_1}{\sin i_1}$ ist, und daß $\sin \delta_2 \cdot \sin i_1 = \sin \beta_1$ ist,

können wir (I) schreiben:

$$t' = \frac{1}{v_1} [s' \sin \beta_1 + h' 2 \cos i_2 \cos \omega_{32} \sin i_1], \quad \dots \quad (II)$$

$$s' = \frac{s}{\cos \omega_2} - p - q = \frac{s}{\cos \omega_2} - \frac{h_{1-} \sin(\beta_1 - \omega_2)}{\cos \beta_1} - \frac{h_{1+} \sin(\alpha_1 + \omega_2)}{\cos \alpha_1},$$

$$h' = \frac{h_2 + \cos \omega_3}{\cos \omega_{32}} - m = \frac{h_2 + \cos \omega_3}{\cos \omega_{32}} - \frac{h_1 + \sin(\alpha_1 + \omega_2) \sin \omega_{32}}{\cos \alpha_1 \cos \omega_{32}}$$

$$t' = \frac{1}{v_1} \left[\sin \beta_1 \left\{ \frac{s}{\cos \omega_2} - \frac{h_{1-} \sin (\beta_1 - \omega_2)}{\cos \beta_1} - \frac{h_{1+} \sin (\alpha_1 + \omega_2)}{\cos \alpha_1} \right\} \right. \\ \left. + 2 \sin i_1 \cos i_2 \cos \omega_{32} \left\{ \frac{h_{2+} \cos \omega_3}{\cos \omega_{32}} - \frac{h_{1+} \sin (\alpha_1 + \omega_2) \sin \omega_{32}}{\cos \alpha_1 \cos \omega_{32}} \right\} \right] \quad (\text{III})$$

$$\text{Die Gesamtzeit } t_{3+} = \frac{a_1}{v_1} + \frac{b_1}{v_1} + t' \dots \dots \dots (\text{IV})$$

$$a_1 = h_{1+} \frac{\cos \omega_2}{\cos \alpha_1}; \quad b_1 = h_{1-} \frac{\cos \omega_2}{\cos \beta_1}; \quad \text{da } h_{1-} = h_{1+} - s \frac{\sin \omega_2}{\cos \omega_2},$$

so ist

$$b_1 = h_{1+} \frac{\cos \omega_2}{\cos \beta_1} - s \frac{\sin \omega_2}{\cos \beta_1};$$

setzen wir die Werte für $a_1 b_1 t'$ und h_{1-} in IV ein, so erhalten wir nach leichter Umformung:

$$t_{3+} = \frac{1}{v_1} \left\{ 2 h_{2+} \sin i_1 \cos i_2 \cos \omega_3 \right. \\ \left. + \frac{s}{v_1} \left\{ \frac{\sin \beta_1}{\cos \omega_2} - \frac{\sin \omega_2}{\cos \beta_1} + \frac{\sin \beta_1 \sin (\beta_1 - \omega_2) \sin \omega_2}{\cos \beta_1 \cos \omega_2} \right\} \right. \\ \left. + \frac{h_{1+}}{v_1} \left\{ \frac{\cos \omega_2}{\cos \alpha_1} + \frac{\cos \omega_2}{\cos \beta_1} - \frac{2 \sin i_1 \cos i_2 \sin (\alpha_1 + \omega_2) \sin \omega_{32}}{\cos \alpha_1} \right\} \right. \\ \left. - \frac{\sin \beta_1 \sin (\beta_1 - \omega_2)}{\cos \beta_1} - \frac{\sin \beta_1 \sin (\alpha_1 + \omega_2)}{\cos \alpha_1} \right\} \quad \dots \quad (\text{V})$$

Schreiben wir der Übersichtlichkeit halber den letzten Ausdruck in Form dreier symbolischer Summanden:

$$t_{3+} = X_+ + Y_+ + Z_+ \dots \dots \dots (\text{VI})$$

und betrachten wir als erstes allein

$$Y_+ = \frac{s}{v_1 \cos \beta_1 \cos \omega_2} \{ \sin \beta_1 \cos \beta_1 + \sin \beta_1 \sin (\beta_1 - \omega_2) \sin \omega_2 - \sin \omega_2 \cos \omega_2 \}$$

nach Umformung von $\sin (\beta_1 - \omega_2)$ erhalten wir durch Kürzung:

$$Y_+ = \frac{s}{v_1} \sin (\beta_1 - \omega_2) \dots \dots \dots (\text{VII})$$

Wenden wir uns nun Z_+ zu:

$$Z_+ = \frac{h_{1+}}{\cos \beta_1 \cos \alpha_1 v_1} \{ \cos \omega_2 (\cos \beta_1 + \cos \alpha_1) - 2 \sin i_1 \cos i_2 \sin (\alpha_1 + \omega_2) \sin \omega_{32} \cos \beta_1 \\ - \sin \beta_1 \sin (\beta_1 - \omega_2) \cos \alpha_1 - \sin \beta_1 \sin (\alpha_1 + \omega_2) \cos \beta_1 \},$$

$$Z_+ = \frac{h_{1+}}{\cos \alpha_1 \cos \beta_1 v_1} \{ \cos \omega_2 (\cos \beta_1 + \cos \alpha_1) - \sin (\alpha_1 + \omega_2) \cos \beta_1 [2 \sin \omega_{32} \cos i_2 \sin i_1 \\ + \sin \beta_1] - \sin (\beta_1 - \omega_2) \sin \beta_1 \cos \alpha_1 \}.$$

Die eckige Klammer ergibt, wenn man $\sin \beta_1$ durch $\sin i_1 \sin (i_2 - \omega_{32})$ ersetzt (siehe F.-S. 16.): $[2 \sin \omega_{32} \cos i_2 \sin i_1 + \sin i_1 \sin (i_2 - \omega_{32})]$; der Ausdruck umgeformt ergibt $[\sin i_1 \cdot \sin (i_2 + \omega_{32})]$; laut (F.-S. 15.) ist $\sin i_1 \sin (i_2 + \omega_{32}) = [\sin \alpha_1]$,

$$Z_+ = \frac{h_1 +}{\cos \alpha_1 \cos \beta_1 v_1} \{ \cos \omega_2 (\cos \beta_1 + \cos \alpha_1) \\ - \sin (\alpha_1 + \omega_2) \cos \beta_1 \sin \alpha_1 - \sin (\beta_1 - \omega_2) \sin \beta_1 \cos \alpha_1 \};$$

durch Auflösen von $\sin (\alpha_1 + \omega_2)$ und $\sin (\beta_1 - \omega_2)$ und späteres Kürzen erhalten wir schließlich:

$$Z_+ = \frac{h_1 +}{v_1} \{ \cos (\alpha_1 + \omega_2) + \cos (\beta_1 - \omega_2) \} \dots \dots \dots \text{(VIII)}$$

Die gekürzten Summanden (VII), (VIII) in (VI) eingesetzt ergeben endgültig:

$$t_{3+} = \frac{1}{v_1} \left\{ [s + \sin (\beta_1 - \omega_2) + h_1 + \{ \cos (\alpha_1 + \omega_2) + \cos (\beta_1 - \omega_2) \}] \right. \\ \left. + h_2 + 2 \sin i_1 \cos i_2 \cos \omega_3 \right\} \text{ (IX)}$$

Dieses ist der Ausdruck für t_{3+} , wie er in (1a) dargestellt ist.

Ableitung der Laufzeit t_{3-} (Fixpunkt in B; alles auf h_{1-} und h_{2-} bezogen). Die Ableitung gestaltet sich vollkommen analog. Wir gehen von der Formel für t_{2-} aus (F.-S. 5.):

$$t_{2-} = \frac{1}{v_1} [s_- \sin (i_1 + \omega_2) + h_{1-} - 2 \cos i_1 \cos \omega_2] \dots \dots \dots \text{(X)}$$

Für den vorliegenden Fall ändern sich die Bezeichnungen

$$t'' = \frac{1}{v_2} [s' \sin \gamma_2 + h'' - 2 \cos i_2 \cos \omega_{32}] \dots \dots \dots \text{(XI)}$$

Unter Berücksichtigung, daß $v_2 = \frac{v_1}{\sin i_1}$ und daß $\sin \gamma_2 \cdot \sin i_1 = \sin \alpha_1$ ist, können wir (XI) schreiben:

$$t'' = \frac{1}{v_1} [s' \sin \alpha_1 + h'' - 2 \cos i_2 \cos \omega_{32} \sin i_1], \dots \dots \dots \text{(XII)}$$

$$s' = \frac{s}{\cos \omega_2} - h_1 + \frac{\sin (\alpha_1 + \omega_2)}{\cos \alpha_1} - h_{1-} - \frac{\sin (\beta_1 - \omega_2)}{\cos \beta_1},$$

$$h'' = h_{2-} - \frac{\cos \omega_3}{\cos \omega_{32}} + h_{1-} - \frac{\sin (\beta_1 - \omega_2) \sin \omega_{32}}{\cos \beta_1 \cos \omega_{32}}$$

$$t'' = \frac{1}{v_1} \left[\sin \alpha_1 \left\{ \frac{s}{\cos \omega_2} - \frac{h_1 + \sin (\alpha_1 + \omega_2)}{\cos \alpha_1} - \frac{h_{1-} \sin (\beta_1 - \omega_2)}{\cos \beta_1} \right\} \right. \\ \left. + 2 \sin i_1 \cos i_2 \cos \omega_{32} \left\{ \frac{h_{2-} \cos \omega_3}{\cos \omega_{32}} + \frac{h_{1-} \sin (\beta_1 - \omega_2) \sin \omega_{32}}{\cos \beta_1 \cos \omega_{32}} \right\} \right] \text{ (XIII)}$$

$$\text{Die Gesamtzeit } t_{3-} = \frac{a_1}{v_1} + \frac{b_1}{v_1} + t'' \dots \dots \dots \text{ (XIV)}$$

$$a_1 = \frac{h_1 + \cos \omega_2}{\cos \alpha_1} = h_1 - \frac{\cos \omega_2}{\cos \alpha_1} + s \frac{\sin \omega_2}{\cos \alpha_1} \text{ (laut F.-S. 11.),}$$

$$b_1 = \frac{h_1 - \cos \omega_2}{\cos \beta_1}.$$

Setzen wir die Werte für a_1 , b_1 , t'' und h_+ in (XIV) ein, so erhalten wir nach leichter Umformung:

$$t_{3-} = \left. \begin{aligned} & \frac{h_2}{v_1} - 2 \sin i_1 \cos i_2 \cos \omega_3 \\ & + \frac{s}{v_1} \left\{ \frac{\sin \omega_2}{\cos \alpha_1} + \frac{\sin \alpha_1}{\cos \omega_2} - \frac{\sin \alpha_1 \sin (\alpha_1 + \omega_2) \sin \omega_2}{\cos \alpha_1 \cos \omega_2} \right. \\ & + \frac{h_1 -}{v_1} \left\{ \frac{\cos \omega_2}{\cos \alpha_1} + \frac{\cos \omega_2}{\cos \beta_1} + \frac{2 \sin (\beta_1 - \omega_2) \sin \omega_3 \cos i_2 \sin i_1}{\cos \beta_1} \right. \\ & \left. \left. - \frac{\sin (\beta_1 - \omega_2) \sin \alpha_1}{\cos \beta_1} - \frac{\sin (\alpha_1 + \omega_2) \sin \alpha_1}{\cos \alpha_1} \right\} \right\} \dots \text{ (XV)} \end{aligned} \right.$$

Schreiben wir der Übersichtlichkeit halber (XV) in Form dreier Summanden:

$$t_{3-} = X_- + Y_- + Z_- \dots \dots \dots \text{ (XVI)}$$

und betrachten wir fürs erste allein Y_-

$$Y_- = \frac{s}{v_1 \cos \alpha_1 \cos \omega_2} \{ \sin \omega_2 \cos \omega_2 + \sin \alpha_1 \cos \alpha_1 - \sin \alpha_1 \sin \omega_2 \sin (\alpha_1 + \omega_2) \}$$

nach Umformung von $\sin (\alpha_1 + \omega_2)$ und Kürzung verbleibt:

$$Y_- = \frac{s}{v_1} \sin (\alpha_1 + \omega_2) \dots \dots \dots \text{ (XVII)}$$

Wenden wir uns nun Z_- zu:

$$Z_- = \frac{h_1 -}{v_1 \cos \alpha_1 \cos \beta_1} \{ \cos \omega_2 \cos \beta_1 + \cos \omega_2 \cos \alpha_1 + 2 \sin (\beta_1 - \omega_2) \sin \omega_3 \cos i_2 \sin i_1 \cos \alpha_1 \\ - \sin (\beta_1 - \omega_2) \sin \alpha_1 \cos \alpha_1 - \sin (\alpha_1 + \omega_2) \sin \alpha_1 \cos \beta_1 \},$$

$$Z_- = \frac{h_1 -}{v_1 \cos \alpha_1 \cos \beta_1} \{ \cos \omega_2 \cos \beta_1 + \cos \omega_2 \cos \alpha_1 + \sin (\beta_1 - \omega_2) \cos \alpha_1 [2 \sin \omega_3 \cos i_2 \sin i_1 \\ - \sin \alpha_1] - \sin (\alpha_1 + \omega_2) \sin \alpha_1 \cos \beta_1 \}$$

Die eckige Klammer ergibt, wenn man $\sin \alpha_1$ durch $\sin i_1 \sin (i_2 + \omega_{32})$ ersetzt, siehe (F.-S. 15):

$$[2 \sin \omega_{32} \cos i_2 \sin i_1 - \sin i_1 \sin (i_2 + \omega_{32})];$$

nachdem $\sin (i_2 + \omega_{32})$ umgeformt, erhalten wir durch Kürzung:

$$[\sin i_1 \sin (i_2 - \omega_{32})].$$

laut (F.-S. 16.) schreiben wir schließlich

$$[\sin i_1 \sin(i_2 - \omega_2)] = [\sin \beta_1],$$

$$Z_- = \frac{h_{1-}}{v_1 \cos \alpha_1 \cos \beta_1} \{ \cos \omega_2 \cos \beta_1 + \cos \omega_2 \cos \alpha_1 + \sin(\beta_1 - \omega_2) \cos \alpha_1 \sin \beta_1 \\ - \sin(\alpha_1 + \omega_2) \sin \alpha_1 \cos \beta_1 \}.$$

Durch Auflösen von $\sin(\beta_1 - \omega_2)$ und $\sin(\alpha_1 + \omega_2)$, sowie darauffolgendes Kürzen erhalten wir:

$$Z_- = \frac{h_{1-}}{v_1} \{ \cos(\alpha_1 + \omega_2) + \cos(\beta_1 - \omega_2) \} \dots \dots \dots \text{(XVIII)}$$

Durch Einsetzen der drei verkürzten Summanden X_- , Y_- , Z_- in (XVI) ergibt sich der endgültig gesuchte Ausdruck:

$$t_{3-} = \frac{1}{v_1} \left\{ s_- \sin(\alpha_1 + \omega_2) + h_{1-} \{ \cos(\alpha_1 + \omega_2) + \cos(\beta_1 - \omega_2) \} \right. \\ \left. + h_{2-} 2 \sin i_1 \cos i_2 \cos \omega_2 \right\} \quad \text{(XIX)}$$

Dieses ist der Ausdruck für t_{3-} , wie er in (1b) dargestellt ist.

Die Scheingeschwindigkeiten v_{3+} , v_{3-} . Unter der Scheingeschwindigkeit verstanden wir die experimentell gemessene Geschwindigkeit aus den ts -Diagrammen, oder exakter mathematisch definiert:

$$v_{3+} = \frac{ds}{dt_+} \text{ (A-Linie) } \dots \dots \dots \text{(5 a)}$$

$$v_{3-} = \frac{ds}{dt_-} \text{ (B-Linie) } \dots \dots \dots \text{(5 b)}$$

Wir können auch schreiben

$$\frac{dt_+}{ds} = \frac{1}{v_{3+}},$$

differenzieren wir also in Formel (1a) t_{3+} nach ds , so ergibt sich:

$$\frac{dt_{3+}}{ds} = \frac{\sin(\beta_1 - \omega_2)}{v_1} \quad \text{und} \quad \frac{dt_{3-}}{ds} = \frac{\sin(\alpha_1 + \omega_2)}{v_1}.$$

Wir erhalten so die beiden Formeln für die Scheingeschwindigkeiten:

$$v_{3+} = \frac{v_1}{\sin(\beta_1 - \omega_2)} \text{ (A-Linie) } \dots \dots \dots \text{(6 a)}$$

$$v_{3-} = \frac{v_1}{\sin(\alpha_1 + \omega_2)} \text{ (B-Linie) } \dots \dots \dots \text{(6 b)}$$

Die Ähnlichkeit der Ausdrücke für v_{3+} und v_{3-} mit denen von v_2 ist verblüffend, lauteten sie doch

$$v_{2+} = \frac{v_1}{\sin(i_1 - \omega_2)} \quad \text{und} \quad v_{2-} = \frac{v_1}{\sin(i_1 + \omega_2)}.$$

Macht man sich klar, was die analogen Ausdrücke $\beta_1 - \omega_2$ und $i_1 - \omega_2$ bedeuten, so kommt man zu dem überraschenden Resultat, daß die Schein-

geschwindigkeiten — gleich, ob v_2 oder v_3 — nur von dem Supplement zum Emergenzwinkel abhängen.

Welche Scheingeschwindigkeiten sind möglich? Betrachten wir die Formeln (6a), (6b) für die Scheingeschwindigkeiten, so sehen wir sofort, daß alle die Fälle der 2-Schichten-Seismik auch hier möglich sind. Besonders charakteristisch sind folgende Fälle:

1. $\beta_1 = \omega_2$, dann ist $v_{3+} = \infty$,
2. $\beta_1 = 0$; $\omega_2 = 0$, „ „ ebenfalls $v_{3+} = \infty$,
3. $\beta_1 < \omega_2$, „ „ v_{3+} negativ.

Besonders interessant und neu ist aber der Fall, wenn $\beta_1 = \alpha_1 + 2\omega_2$; dann ist $\beta_1 - \omega_2 = \alpha_1 + \omega_2$ und daher auch

$$\frac{v_1}{\sin(\beta_1 - \omega_2)} = \frac{v_1}{\sin(\alpha_1 + \omega_2)};$$

das heißt aber, daß $v_{3+} = v_{3-}$ (nur bei negativem ω_3 möglich).

Wir haben hier also das für die Praxis sehr wichtige Ergebnis, daß eine Schicht, hin und zurück gesprengt, dieselbe Geschwindigkeit ergibt und trotzdem nicht horizontal liegt. Hat man systematisch gearbeitet, so ist durch die v_{2+} v_{2-} -Werte der zweiten Schicht alles geklärt. Gefährlich ist der Fall nur, wenn allein tiefe Schichten untersucht werden, wie man das noch häufig beobachten kann. Man untersuche also stets alle Schichten.

Eine genauere Anführung aller möglichen Fälle soll an anderer Stelle geschehen.

B. Laufzeitkurven gegeben, Tektonik gesucht. Wir behandeln nun die der Praxis entsprechende Aufgabe, aus den gegebenen ts -Kurven die tektonischen Werte ω_2 ω_3 h_1 h_2 zu ermitteln.

Vorher einige Worte über die Aufstellung der Laufzeitkurven. Angenommen, es werde eine N — S -Linie untersucht. Es empfiehlt sich, die N - und S -Laufzeitkurven zuerst getrennt aufzuzeichnen und speziell die v_2 -Werte zu untersuchen; das größere v_2 entspricht dann dem steigenden Sprengen und die Kurve wird dann A -Kurve genannt und am besten immer von links nach rechts gezeichnet. Erst dann wird die B -Kurve im richtigen maßgetreuen Abstand von rechts nach links gegengezeichnet. Wir erhalten dann Doppelkurven, wie sie in den Fig. 2, 3, 4 gezeigt sind.

Berechnung des Einfallwinkels ω_3 . Aus den Wertepaaren v_1 v_{2+} und v_1 v_{2-} und dem Formelpaar der zwei Schichten Seismik:

$$\sin(i_1 - \omega_2) = \frac{v_1}{v_{2+}} \text{ (F.-S. 2.),}$$

$$\sin(i_1 + \omega_2) = \frac{v_1}{v_{2-}} \text{ (F.-S. 3.),}$$

erhält man die Werte für die Schicht 2: ω_2 und i_1 ; die wahre Geschwindigkeit v_2 erhält man durch

$$v_2 = \frac{v_1}{\sin i_1} \text{ (F.-S. 1.)};$$

hiermit sind alle Werte für die Schicht 2 gefunden, es bleibt die Berechnung der Schicht 3 übrig.

Es sind also nun gegeben: $v_1 \ v_2 \ v_3 + \ v_3 - \ i_1 \ \omega_2$.

Es werden gesucht: $v_3 \ i_2 \ \omega_3$.

Die Formeln (6 a), (6 b) lauten umgeschrieben:

$$\sin(\beta_1 - \omega_2) = \frac{v_1}{v_{3+}}, \dots \dots \dots (7 a)$$

$$\sin(\alpha_1 + \omega_2) = \frac{v_1}{v_{3-}} \dots \dots \dots (7 b)$$

Wir erhalten also hierdurch die Winkel α_1 und β_1 .

Wir sehen aus Fig. 1, daß

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \gamma_2} = \frac{\sin \beta_1}{\sin \delta_2} = \sin i_1,$$

sowie daß $\gamma_2 = i_2 + \omega_{32}$ und $\delta = i_2 - \omega_{32}$ ist.

Es ergibt sich hieraus folgendes Formelpaar:

$$\sin(i_2 - \omega_{32}) = \frac{\sin \alpha_1}{\sin i_1} \dots \dots \dots (8 a)$$

$$\sin(i_2 + \omega_{32}) = \frac{\sin \beta_1}{\sin i_1} \dots \dots \dots (8 b)$$

aus demselben lassen sich i_2 und ω_{32} berechnen.

Da ω_{32} das Symbol für $\omega_3 - \omega_2$ ist, so ist hiermit auch ω_3 gegeben.

Der Gang der Rechnung sei noch einmal in folgender symbolischer Form wiederholt:

$$\left. \begin{aligned} \frac{v_1}{v_{3+}} &= \sin(\beta_1 - \omega_2) \rightarrow \beta_1; \quad \frac{\sin \beta_1}{\sin i_1} = \sin(i_2 - \omega_{32}) \rightarrow i_2 - \omega_{32} \\ \frac{v_1}{v_{3-}} &= \sin(\alpha_1 + \omega_2) \rightarrow \alpha_1; \quad \frac{\sin \alpha_1}{\sin i_1} = \sin(i_2 + \omega_{32}) \rightarrow i_2 + \omega_{32} \end{aligned} \right\} \omega_{32}; i_2 \quad (9)$$

Aus ω_{32} erhalten wir den gesuchten Winkel ω_3 durch $\omega_{32} + \omega_2 = \omega_3$. Die wahre Geschwindigkeit von Schicht 3 ergibt sich aus

$$v_3 = \frac{v_2}{\sin i_2} \dots \dots \dots (10)$$

Hiermit sind die unbekannten Größen $i_2 \ \omega_3$ und v_3 gefunden.

In den nachfolgenden Beispielen (siehe die Fig. 2, 3, 4) sind die Fälle für $\omega_3 = +10^\circ$, $\omega_3 = -5^\circ$ und $\omega_3 = \omega_3 = 0$ durchgerechnet und winkeltreu abgebildet.

Berechnung der Schichtmächtigkeiten h_{2+} und h_{2-} . Die Schichtmächtigkeit kann durch drei verschiedene Formeln ausgedrückt werden, die rein mathematisch dasselbe sagen, deren Kenntnis für die Praxis jedoch sehr wichtig ist, da man sich für die verschiedenen Formeln die sicherstehenden Größen aussuchen kann.

Das erste Formelpaar verwertet die Zeiten t_{3+} , t_{3-} für einen beliebigen Abstand s_+ , s_- (siehe Fig. 2). Aus den Formeln (4a), (4b) für t_{3+} und t_{3-} finden wir:

$$h_{2+} = \frac{v_1 t_{3+} - s_+ \sin(\beta_1 - \omega_2) - h_{1+}(k)}{(l)} \dots \dots \dots (11a)$$

$$h_{2-} = \frac{v_1 t_{3-} - s_- \sin(\alpha_1 + \omega_2) - h_{1-}(k)}{(l)} \dots \dots \dots (11b)$$

Im zweiten Formelpaar werden die Abstände x_{13+} und x_{13-} verwandt (siehe Fig. 2), wobei x_{13+} dem Abstände von A bis zum Schnittpunkt $v_1 v_{3+}$ entspricht; x_{13-} dagegen entspricht dem Abstände von B bis zum Schnittpunkt $v_1 v_{3-}$.

Im Schnittpunkt $v_1 v_{3+}$ ist $t_{3+} = t_{1+}$; daher ist $v_1 t_{3+} = v_1 t_{1+} = s_+ = x_{13+}$.

Dieses in Formel (11a) eingesetzt, ergibt:

$$h_{2+} = \frac{x_{13+} [1 - \sin(\beta_1 - \omega_2)] - h_{1+}(k)}{(l)} \dots \dots \dots (12a)$$

Die analoge Umformung für die B-Linie ergibt:

$$h_{2-} = \frac{x_{13-} [1 - \sin(\alpha_1 + \omega_2)] - h_{1-}(k)}{(l)} \dots \dots \dots (12b)$$

Das dritte Formelpaar benutzt die x_{23+} - und x_{23-} -Abstände, deren Bedeutung nach dem Vorhergesagten wohl klar ist (vergleiche auch die Tabelle der Formelzeichen am Schluß).

Im Schnittpunkte $v_2 + v_{3+}$ ist $t_{2+} = t_{3+}$; wir können also in der Formel (11a) für t_{3+} den Wert von t_{2+} einsetzen. Aus der 2-Schichten-Seismik wissen wir [siehe Formel (F.-S. 4.)]

$$t_{2+} = \frac{1}{v_1} [s_+ \sin(i_1 - \omega_2) + h_{1+} 2 \cos i_1 \cos \omega_2]$$

dieser Wert, in Formel (11a) eingesetzt, ergibt:

$$h_{2+} = \frac{x_{23+} [\sin(i_1 - \omega_2) - \sin(\beta_1 - \omega_2)] - h_{1+}(k) + h_{1+} 2 \cos i_1 \cos \omega_2}{(l)} \dots \dots \dots (13a)$$

analog finden wir für h_{2-}

$$h_{2-} = \frac{x_{23-} [\sin(i_1 + \omega_2) - \sin(\alpha_1 + \omega_2)] - h_{1-}(k) + h_{1-} 2 \cos i_1 \cos \omega_2}{(l)} \dots \dots \dots (13b)$$

Für den Fall, daß sowohl Schicht 2 als auch Schicht 3 parallel sind, erhalten wir durch Einsetzen von $\omega_1 = 0$, $\omega_2 = 0$ in die obenstehenden Formeln (11), (12), (13) folgende Formelgruppe (hierbei ist $\beta_1 = \alpha_1 = v_1/v_3$):

$$h_2 = \frac{v_1 t_8 - s \sin \alpha_1 - h_1 2 \cos \alpha_1}{2 \sin i_1 \cos i_2} \quad (14)$$

$$h_2 = \frac{x_{13} (1 - \sin \alpha_1) - h_1 2 \cos \alpha_1}{2 \sin i_1 \cos i_2} \quad (15)$$

$$h_2 = \frac{x_{33} (\sin i_1 - \sin \alpha_1) - h_1 2 (\cos \alpha_1 - \cos i_1)}{2 \sin i_1 \cos i_2} \quad (16)$$

C. Schlußbemerkungen. Ist jede Schicht nachweisbar? Untersuchen wir x_{13} in Abhängigkeit von h_2 [siehe (12a), (12b)], so sehen wir, daß x_{13} mit abnehmendem h_2 stets kleiner wird; bei einem bestimmten h_2 ist $x_{13} = x_{12}$ (F.-S. 8, 9.), das bedeutet, daß die v_1 -Kurve direkt in die v_3 -Kurve übergeht, ohne daß von der v_2 -Kurve etwas bemerkbar wird.

So ist im Beispiel der Fig. 4 berechnet (siehe die punktierte Linie), daß bei $h_2 = 26.2$ m die Werte von x_{13} und x_{12} gleich werden. Ist also bei denselben Bedingungen die Schichtdicke geringer als $h_2 = 26.2$ m, so kann Schicht 2 überhaupt nicht nachgewiesen werden.

Dieses bezieht sich natürlich auf die Methode der alleinigen Auswertung des ersten Einsatzes. Werden auch später Einsätze zu Hilfe genommen, so könnte die Schicht doch nachgewiesen werden.

Dieses Resultat ist für die Praxis von großer Bedeutung, zeigt es doch, daß nur durch eine Berücksichtigung der späteren Einsätze solch wenig mächtige Schichten nachgewiesen werden können.

Gültigkeitsbereich der Formeln. Alle vorstehend abgeleiteten Formeln sowohl für zwei als auch für drei Schichten gelten streng genommen nur für den Fall, daß die Richtung der Sprenglinie mit der geologischen Einfallsrichtung übereinstimmt.

Stimmt die geologische Einfallsrichtung nicht mit der Sprenglinie überein, so müssen zwei zueinander senkrechte Linien gesprengt werden, wodurch sich dann die Einfallsrichtung und daraus die wahren Tiefen sowie das wahre Einfallen berechnen läßt.

Haben wir es jedoch mit mehreren Schichten zu tun, bei denen die Einfallsrichtungen wechseln, so werden die Berechnungen ziemlich schwierig.

In der Praxis wird die Differenz zwischen den Einfallsrichtungen meistens recht klein sein, und da sie mit dem \cos eingeht, so wird man die Korrekturen meistens vernachlässigen können.

Berechnungsbeispiele

Es sollen im nachfolgenden alle interessierenden tektonischen Daten aus den gegebenen Laufzeitkurven berechnet werden. Die dazugehörigen Fig. 2, 3

und 4 stellen oberhalb der Linien A und B die Laufzeitkurven maßstab- und winkelgetreu dar.

Unterhalb der Schußlinie AB sind die errechneten Resultate wiederum maßstab- und winkelgetreu abgebildet. Der Abstand von A nach $B = 2500$ m.

Erstes Beispiel (siehe Fig. 2)

Gegeben:

A -Linie	B -Linie
$v_1 = 1800$ m/sec	$v_1 = 1800$ m/sec
$v_{2+} = 3415$ "	$v_{2-} = 2700$ "
$v_{3+} = 6530$ "	$v_{3-} = 3495$ "
$x_{12+} = 843$ m	$x_{12-} = 275$ m
$x_{13+} = 1174$ m	$x_{13-} = 677$ m

a) Gesucht: ω_2 i_1 v_2 h_{1+} h_{1-} .

$$\begin{aligned}
 (\text{F.-S. 2.}) \quad \frac{v_1}{v_{2+}} &= \sin(i_1 - \omega_2) = \frac{1800}{3415} = 0.527 = \sin 31^\circ 50' \\
 (\text{F.-S. 3.}) \quad \frac{v_1}{v_{2-}} &= \sin(i_1 + \omega_2) = \frac{1800}{2700} = 0.667 = \sin 41^\circ 50' \\
 (\text{F.-S. 1.}) \quad v_2 &= \frac{v_1}{\sin i_1} = \frac{1800}{0.600} = 3000 \\
 (\text{F.-S. 8.}) \quad h_{1+} &= \frac{x_{12+} [1 - \sin(i_1 - \omega_2)]}{2 \cos i_1 \cos \omega_2} = \frac{843 [1 - \sin(31^\circ 50')]}{2 \cdot 0.800 \cdot 0.996} = 250 \text{ m} \\
 (\text{F.-S. 9.}) \quad h_{1-} &= \frac{x_{12-} [1 - \sin(i_1 + \omega_2)]}{2 \cos i_1 \cos \omega_2} = \frac{275 [1 - \sin(41^\circ 50')]}{2 \cdot 0.800 \cdot 0.996} = 57.5 \text{ m}
 \end{aligned}
 \left. \begin{array}{l} \\ \\ \\ \\ \end{array} \right\} \begin{array}{l} \omega_2 = 5^\circ \\ i_1 = 36^\circ 50' \end{array}$$

b) Gesucht: ω_3 i_2 v_3 h_{2+} h_{2-} .

$$\begin{aligned}
 (\text{F.-S. 14.}) \quad \frac{v_1}{v_{3+}} &= \sin(\beta_1 - \omega_2) = \frac{1800}{6530} = 0.2756 = \sin 16^\circ; \quad \beta_1 = 21^\circ \\
 (\text{F.-S. 13.}) \quad \frac{v_1}{v_{3-}} &= \sin(\alpha_1 + \omega_2) = \frac{1800}{3495} = 0.5150 = \sin 31^\circ; \quad \alpha_1 = 26^\circ \\
 (\text{F.-S. 16.}) \quad \frac{\sin \beta_1}{\sin i_1} &= \sin(i_2 - \omega_{32}) = \frac{0.3584}{0.6} = 0.598 = \sin 36^\circ 50' \\
 (\text{F.-S. 15.}) \quad \frac{\sin \alpha_1}{\sin i_1} &= \sin(i_2 + \omega_{32}) = \frac{0.438}{0.6} = 0.729 = \sin 46^\circ 50' \\
 (\text{F.-S. 19.}) \quad \omega_3 &= \omega_{32} + \omega_2 = 5^\circ + 5^\circ = 10^\circ \\
 (\text{F.-S. 18.}) \quad v_3 &= \frac{v_2}{\sin i_2} = \frac{3000}{0.666} = 4500 \text{ m/sec} \\
 (\text{F.-S. 22.}) \quad h_{2+} &= \frac{1}{(l)} [v_1 t_{3+} - s_+ \sin(\beta_1 - \omega_2) - h_{1+}(k)] \\
 (\text{F.-S. 33.}) \quad (l) &= 2 \sin i_1 \cos i_2 \cos \omega_3 = 2 \cdot 0.6 \cdot 0.745 \cdot 0.985 = 0.881
 \end{aligned}
 \left. \begin{array}{l} \\ \\ \\ \end{array} \right\} \begin{array}{l} \omega_{32} = 5^\circ \\ i_2 = 41^\circ 50' \end{array}$$

$$(F.-S. 32.) \quad (k) = \cos(\alpha_1 + \omega_2) + \cos(\beta_1 - \omega_2) = 0.961 + 0.857 = 1.818$$

$$h_{2+} = \frac{1}{0.881} [1800 \cdot 0.810 - 2200 \cdot 0.2756 - 250 \cdot 1.818] = 450 \text{ m}$$

$$(F.-S. 23.) \quad h_{2-} = \frac{1}{(l)} [v_1 t_{3-} - s_- \sin(\alpha_1 + \omega_2) - h_{1-}(k)]$$

$$= \frac{1}{0.881} [1800 \cdot 0.810 - 2200 \cdot 0.515 - 57.5 \cdot 1.818] = 252 \text{ m}$$

Hiermit sind alle gesuchten Größen berechnet. Es sei hier kurz angedeutet, daß h_{2-} auch unabhängig von Formel (F.-S. 23) durch den Ansatz $[(h_{1+} + h_{2+}) - (h_{1-} + h_{2-})] = s \operatorname{tg} \omega_3$ bestimmt werden kann. Wir haben also mehr Gleichungen als Unbekannte, ein Vorteil, auf dessen Bedeutung für die Praxis an anderer Stelle eingegangen werden soll. Wenden wir die zitierte Formel zur Probe auf die Genauigkeit an, so erhalten wir

$$\operatorname{tg} \omega_3 = \frac{1}{s} [(h_{1+} + h_{2+}) - (h_{1-} + h_{2-})] = \frac{1}{2200} [700 - 310] = 0.177 = \operatorname{tg} 10^\circ$$

$$\omega_3 = 10^\circ$$

Hierdurch ist die Möglichkeit gegeben, zu prüfen, ob zwischen A und B die Schichten stetig verlaufen oder ob Brüche und andere Störungen vorhanden sind.

Zweites Beispiel (siehe Fig. 3). Dieses Beispiel demonstriert das Aussehen der Laufzeitkurve, wenn ω_3 negativ ist. Außerdem sind die v -Werte nicht wie im ersten Beispiel in m/sec angegeben, sondern in km/sec; es erscheint Verfasser praktischer, da hierbei die Möglichkeit gegeben ist, durch die Zahl der angehängten Nullen die Meßgenauigkeit anzugeben. Eine Angabe $v_{3+} = 9000 \text{ m/sec}$ ist irreführend, während $v_{3+} = 9,0$ oder $9,00 \text{ km/sec}$ etwas über die wirkliche Meßgenauigkeit aussagt.

Gegeben:

A-Linie	B-Linie ($A-B = 2.5 \text{ km}$)
$v_1 = 1.80 \text{ km/sec}$	$v_1 = 1.80 \text{ km/sec}$
$v_{2+} = 3.23 \quad "$	$v_{2-} = 2.805 \quad "$
$v_{3+} = 4.37 \quad "$	$v_{3-} = 4.71 \quad "$
$x_{13+} = 1006 \text{ m}$	
$x_{23+} = 1325 \text{ m}$	

die Berechnung von ω_2 i_1 v_2 h_{1+} h_{1-} bietet nichts Neues; die Werte seien hier nur angeführt

$$\omega_2 = 3^\circ 0' \text{ (die Grade stimmen im Mittel auf } \pm 5') \text{}$$

$$i_1 = 36^\circ 50'; \quad v_2 = 3.00 \text{ km/sec}$$

$$h_{1+} = 250 \text{ m}$$

$$h_{1-} = 119 \text{ m}$$

Gesucht: $\omega_s i_2 v_3 h_{2+} h_{2-}$.

$$\sin(\beta_1 - \omega_2) = \frac{1.80}{4.37} = 0.412 = \sin 24^\circ 20'; \quad \beta_1 = 27^\circ 20'$$

$$\sin(\alpha_1 + \omega_2) = \frac{1.80}{4.70} = 0.383 = \sin 22^\circ 30'; \quad \alpha_1 = 19^\circ 30'$$

$$\left. \begin{aligned} \sin(i_2 - \omega_{s2}) &= \frac{0.459}{0.6} = 0.764 = \sin 49^\circ 50' \\ \sin(i_3 + \omega_{s3}) &= \frac{0.334}{0.6} = 0.557 = \sin 33^\circ 50' \end{aligned} \right\} \begin{aligned} i_2 &= 41^\circ 50' \\ \omega_{s2} &= -8^\circ \end{aligned}$$

$$\omega_s = \omega_{s2} + \omega_3 = -8^\circ + 3^\circ = -5^\circ; \quad v_s = \frac{3.00}{0.666} = 4.50 \text{ km/sec}$$

$$\omega_s = -5^\circ$$

$$v_s = 4.50 \text{ km/sec}$$

$$\begin{aligned} (\text{F.-S. 24.}) \quad h_{2+} &= \frac{1}{(l)} [x_{1s} + \{1 - \sin(\beta_1 - \omega_2)\} - h_{1+}(k)] \\ &= \frac{1}{0.891} [1.006(0.588) - 0.458] = 150 \text{ m} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} (\text{F.-S. 26.}) \quad h_{2+} &= \frac{1}{(l)} [x_{2s} + \{\sin(i_1 - \omega_2) - \sin(\beta_1 - \omega_2)\} - h_{1+}(k) \\ &+ h_{1+} + 2 \cos i_1 \cos \omega_2] = \frac{1}{0.891} [1325 \cdot 0.145 - 458.3 + 250.2 \cdot 0.8 \cdot 0.997] = 149 \text{ m} \end{aligned}$$

Es sollten durch dieses Beispiel auch die beiden anderen Formeln für h_{2+} demonstriert werden; h_{2-} errechnet sich auf analoge Weise zu 500 m.

Drittes Beispiel. Wir behandeln hier den Fall, daß $\omega_2 = \omega_3 = 0^\circ$. Dieses trifft verhältnismäßig oft zu, da jede Tektonik mit geringen Einfallswinkeln hier mit einbezogen werden kann.

Gegeben:

Linie	Gegenlinie (Abstand 2 km)
$v_1 = 1.00$	$v_1 = 1.00$
$v_2 = 2.00$	$v_2 = 2.00$
$v_3 = 5.00$	$v_3 = 5.00$
$x_{12} = 100 \text{ m}$	$x_{1s} = 100 \text{ m}$
$x_{23} = 300 \text{ m}$	$x_{2s} = 300 \text{ m}$

Da die Geschwindigkeiten in beiden Linien gleich sind, so gibt es kein Steigen und Fallen, auch die Benennungen *A*-Linie und *B*-Linie werden gegenstandslos, ebenso gibt es keine Scheingeschwindigkeiten, da die gemessenen *v*-Werte den wahren Geschwindigkeiten entsprechen.

Gesucht: h_1 .

$$h_1 = \frac{x_{12}(1 - \sin i_1)}{2 \cos i_1}; \quad \sin i_1 = \frac{v_1}{v_2} = 0.5 = \sin 30^\circ;$$

$$h_1 = \frac{100 \cdot 0.5}{2 \cdot 0.866} = 28.9 \text{ m}$$

Gesucht: h_2 .

Da $\frac{\sin \alpha_1}{\sin i_2} = \sin i_1$, so ist $\sin \alpha_1 = \frac{v_1}{v_2} \cdot \frac{v_2}{v_3} = \frac{v_1}{v_3} = 0.200 = 11^\circ 30'$;

$$\sin i_2 = 0.4 = \sin 23^\circ 30'$$

$$h_2 = \frac{v_1 t_3 - s \sin \alpha_1 - h_1 2 \cos \alpha_1}{2 \sin i_1 \cos i_2} = \frac{1000 \cdot 0.22 - 400 \cdot 0.2 - 28.9 \cdot 2 \cdot 0.98}{2 \cdot 0.5 \cdot 0.917} = 90.9 \text{ m}$$

nach der zweiten Formel:

$$h_2 = \frac{x_{13}(1 - \sin \alpha_1) - h_1 2 \cos \alpha_1}{2 \sin i_1 \cos i_2} = \frac{175 \cdot 0.8 - 28.9 \cdot 2 \cdot 0.98}{2 \cdot 0.5 \cdot 0.917} = 90.9 \text{ m}$$

Auch nach der dritten Formel erhalten wir natürlich dasselbe Resultat, da ja die einzelnen Größen aus einem fehlerlosen, idealen Diagramm abgelesen sind:

$$h_2 = \frac{x_{23}(\sin i_1 - \sin \alpha_1) - h_1 2 (\cos \alpha_1 - \cos i_1)}{2 \sin i_1 \cos i_2} \\ = \frac{300 \cdot 0.2 - 28.9 \cdot 0.228}{2 \cdot 0.5 \cdot 0.917} = 90.9 \text{ m}$$

Der Vorteil, unter den drei Tiefenformeln wählen zu können, tritt erst in der Praxis bei unsicheren Diagrammen mit ungenauen Winkeln zutage.

z. Z. Maracaibo, im Juli 1930.

Formel-Sammlung (F.-S.)

2 Schichten

1. $\sin i_1 = \frac{v_1}{v_2}$.
2. $\sin(i_1 - \omega_2) = \frac{v_1}{v_2+}$.
3. $\sin(i_1 + \omega_2) = \frac{v_1}{v_2-}$.
4. $t_{2+} = \frac{1}{v_1} [s_+ \sin(i_1 - \omega_2) + h_{1+} 2 \cos i_1 \cos \omega_2]$.
5. $t_{2-} = \frac{1}{v_1} [s_- \sin(i_1 + \omega_2) + h_{1-} 2 \cos i_1 \cos \omega_2]$.
6. $h_{1+} = \frac{v_1 t_{2+} - s_+ \sin(i_1 - \omega_2)}{2 \cos i_1 \cos \omega_2}$.

$$7. \quad h_{1-} = \frac{v_1 t_{2-} - s_- \sin(i_1 + \omega_2)}{2 \cos i_1 \cos \omega_2}.$$

$$8. \quad h_{1+} = \frac{x_{12+} [1 - \sin(i_1 - \omega_2)]}{2 \cos i_1 \cos \omega_2}.$$

$$9. \quad h_{1-} = \frac{x_{12-} [1 - \sin(i_1 + \omega_2)]}{2 \cos i_1 \cos \omega_2}.$$

$$10. \quad h_1 = \frac{x_{12} [1 - \sin i_1]}{2 \cos i_1}.$$

$$11. \quad h_{1-} = h_{1+} - \operatorname{tg} \omega_2.$$

3 Schichten

$$12. \quad \sin i_3 = \frac{v_2}{v_3}.$$

$$13. \quad \sin(\alpha_1 + \omega_2) = \frac{v_1}{v_{3-}}.$$

$$14. \quad \sin(\beta_1 - \omega_2) = \frac{v_1}{v_{3+}}.$$

$$15. \quad \sin(i_2 + \omega_{32}) = \frac{\sin \alpha_1}{\sin i_1}.$$

$$16. \quad \sin(i_2 - \omega_{32}) = \frac{\sin \beta_1}{\sin i_1}.$$

$$17. \quad \left. \begin{aligned} \frac{v_1}{v_{3+}} = \sin(\beta_1 - \omega_2) \rightarrow \beta_1; \quad \frac{\sin \beta_1}{\sin i_1} = \sin(i_2 - \omega_{32}) \rightarrow i_2 - \omega_{32} \\ \frac{v_1}{v_{3-}} = \sin(\alpha_1 + \omega_2) \rightarrow \alpha_1; \quad \frac{\sin \alpha_1}{\sin i_1} = \sin(i_2 + \omega_{32}) \rightarrow i_2 + \omega_{32} \end{aligned} \right\} \rightarrow \omega_{32}; i_2.$$

$$18. \quad v_3 = \frac{v_2}{\sin i_3}.$$

$$19. \quad \omega_3 = \omega_{32} + \omega_2.$$

$$20. \quad t_{3+} = \frac{1}{v_1} [s_+ \sin(\beta_1 - \omega_2) + h_{1+}(k) + h_{2+}(l)].$$

$$21. \quad t_{3-} = \frac{1}{v_1} [s_- \sin(\alpha_1 + \omega_2) + h_{1-}(k) + h_{2-}(l)].$$

$$22. \quad h_{2+} = \frac{1}{l} [v_1 t_{3+} - s_+ \sin(\beta_1 - \omega_2) - h_{1+}(k)].$$

$$23. \quad h_{2-} = \frac{1}{l} [v_1 t_{3-} - s_- \sin(\alpha_1 + \omega_2) - h_{1-}(k)].$$

$$24. \quad h_{2+} = \frac{x_{12+} [1 - \sin(\beta_1 - \omega_2) - h_{1+}(k)]}{(l)}.$$

$$25. \quad h_{2-} = \frac{x_{12-} [1 - \sin(\alpha_1 + \omega_2) - h_{1-}(k)]}{(l)}.$$

26. $h_{2+} = \frac{x_{23+} [\sin(i_1 - \omega_2) - \sin(\beta_1 - \omega_2)] - h_{1+}(k) + h_{1+} 2 \cos i_1 \cos \omega_2}{(l)}$
27. $h_{2-} = \frac{x_{23-} [\sin(i_1 + \omega_2) - \sin(\alpha_1 + \omega_2)] - h_{1-}(k) + h_{1-} 2 \cos i_1 \cos \omega_2}{(l)}$
28. $h_{2-} = h_{2+} + h_{1+} - h_{1-} - \text{stg } \omega_3.$
29. $h_2 = \frac{v_1 t_2 - s \sin \alpha_1 - h_1 2 \cos \alpha_1}{2 \sin i_1 \cos i_2}$
30. $h_2 = \frac{x_{12}(1 - \sin \alpha_1) - h_1 2 \cos \alpha_1}{2 \sin i_1 \cos i_2}$
31. $h_2 = \frac{x_{23}(\sin i_1 - \sin \alpha_1) - h_1 2 (\cos \alpha_1 - \cos i_1)}{2 \sin i_1 \cos i_2}$
32. $(k) = \cos(\alpha_1 + \alpha_2) + \cos(\beta_1 - \omega_2).$
33. $(l) = 2 \sin i_1 \cos i_2 \cos \omega_3.$

Tabelle der Formelzeichen

1. Die Formelzeichen im ts -Diagramm

A -Linie = die Richtung der Sprenglinie, bei der mit wachsendem Abstand vom Fixpunkt Schicht 2 steigt (Index +).

B -Linie = die umgekehrte Richtung wie A ; mit wachsendem Abstand vom Fixpunkt wird Schicht 2 tiefer (Index -).

A -Punkt = Sprengpunkt (Fixpunkt) der A -Linie.

B -Punkt = „ „ der B -Linie.

s_+, s_- = Abstände von A bzw. von B auf der Sprenglinie.

$x_{12+}, x_{13+}, x_{23+} = s_+$ für die Schnittpunkte $v_1, v_{2+}; v_1, v_{3+}; v_{2+}, v_{3+}$.

$x_{12-}, x_{13-}, x_{23-} = s_-$ „ „ „ „ $v_1, v_{2-}; v_1, v_{3-}; v_{2-}, v_{3-}$.

t_+, t_- = Laufzeiten für die A - bzw. B -Linie in sec.

v_{2+}, v_{2-} = die größere bzw. kleinere Scheingeschwindigkeit von Schicht 2.

v_{3+}, v_{3-} = Scheingeschwindigkeiten von Schicht 3 (ob steigend oder fallend richtet sich nur nach Schicht 2).

2. Die Formelzeichen im tektonischen Profil

$\omega_1, \omega_2, \omega_3$ = Neigungswinkel der Oberflächen gegen die Horizontale.

$\omega_{32} = \omega_3 - \omega_2.$

$i_1 i_2$ = Winkel der Totalreflexion.

$\alpha_1 \beta_1$ = Einfallswinkel von A bzw. B aus.

$\gamma_2 \delta_2$ = Brechungswinkel, α_1 bzw. β_1 entsprechend.

(k) = Abkürzung für: $\cos(\alpha_1 + \omega_2) + \cos(\beta_1 - \omega_2).$

$(l) =$ „ „ „ „ $2 \sin i_1 \cos i_2 \cos \omega_3.$

h_{1+} = Mächtigkeit (scheinbare) von Schicht 1 in der Lotrichtung unter A .

$h_{1-} =$ „ „ „ „ 1 „ „ „ „ B .

$h_{2+} =$ „ „ „ „ 2 „ „ „ „ A .

$h_{2-} =$ „ „ „ „ 2 „ „ „ „ B .

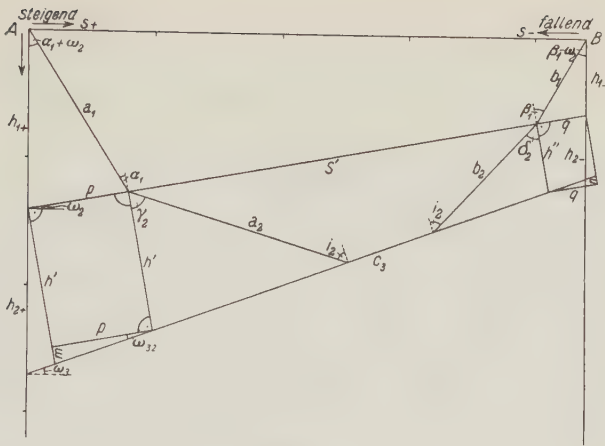


Fig. 1

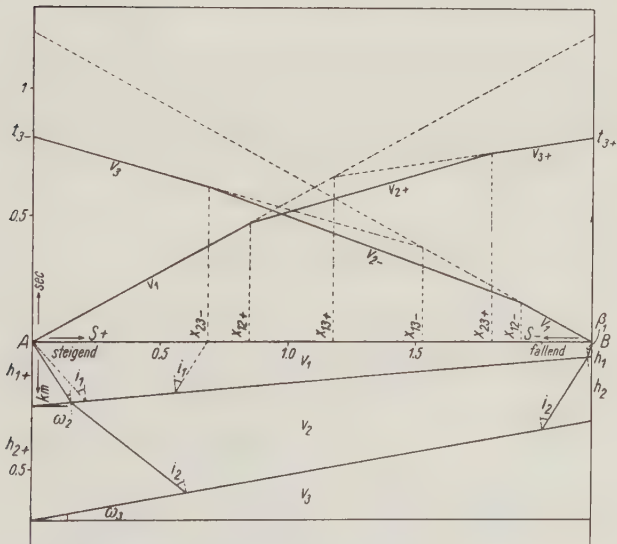


Fig. 2

Winkelgetreues ts -Diagramm mit dazugehörigem Profil:
 $\omega_2 = +5^\circ$; $\omega_3 = +10^\circ$

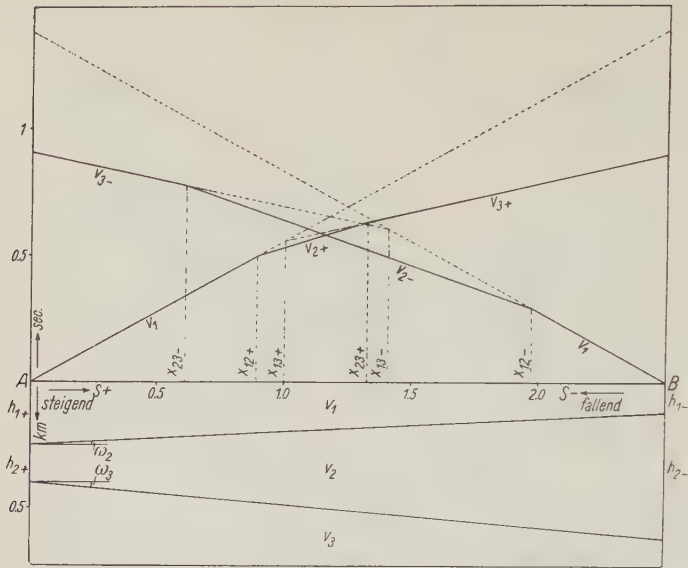


Fig. 3. Winkelgetreues ts -Diagramm mit dazugehörigem Profil:
 $\omega_2 = +3^\circ$; $\omega_3 = -5^\circ$

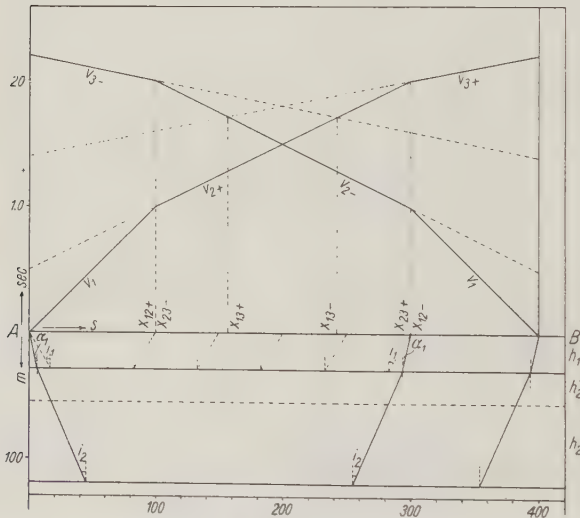


Fig. 4. Winkelgetreues ts -Diagramm mit dazugehörigem Profil: $\omega_2 = 0^\circ$; $\omega_3 = 0^\circ$. Die punktierte Linie zeigt mit 26.2 m die Schichtmächtigkeit an, unterhalb welcher Schicht 2 nicht mehr nachgewiesen werden kann

Beiträge zur experimentellen Seismik

Von **Walter Korte** — (Mit 7 Abbildungen)

Zwei verschiedene seismische Methoden dienen zur Erforschung des Untergrundes. Die eine sucht aus der Laufzeit vom Störungsherd zu verschiedenen Stationen den Weg der direkten, gebrochenen und reflektierten seismischen Wellen zu ermitteln. Die andere versucht aus den Amplituden und Perioden der auftretenden Schwingungen auf ihre Natur und auf die Dimensionen der schwingenden Schicht zu schließen.

Die zweite Methode bedarf in höherem Maße als die erste einer zuverlässigen Aufzeichnung der tatsächlichen Bewegung des Untergrundes. Man muß bei ihr eine getreue Wiedergabe der Periode und Amplitude der Bodenschwingung, die nicht durch die Eigentümlichkeit der benutzten Seismographen gefälscht ist, verlangen.

Die Theorie erlaubt, aus den Konstanten der Seismographen, aus der Eigenperiode, Dämpfung und Vergrößerung, die Amplitude der Bodenbewegung abzuleiten. Die Periode läßt sich bei hinreichender Dämpfung aus der Registriergeschwindigkeit ableiten.

Im folgenden wird nun zunächst untersucht, wieweit die Angaben solcher Seismographen (Erschütterungsmesser) zuverlässig sind. Zu diesem Zwecke werden die natürliche Bodenbewegung und künstliche Störungen durch Eisenbahnzüge und Sprengungen mit Seismographen verschiedener Konstruktion untersucht.

I. Prüfung der Seismographen

Bei den Versuchen wurden folgende Seismographen benutzt:

1. Ein transportabler Horizontalseismograph (beschrieben von J. Brand, Dissertation Göttingen 1925) G. H. I
2. Der 17000-kg-Horizontalseismograph G. H. II
3. Ein transportabler Vertikalseismograph (Grönlandseismograph) G. Z. I
4. Ein transportabler Horizontalseismograph P. H. I

Apparat 1, 2 und 3 wurden im Göttinger Geophysikalischen Institut unter Leitung Geheimrat Wiecherts konstruiert. Apparat 4 entstand in der Geophysikalischen Abteilung des Geodätischen Instituts in Potsdam.

Die Konstanten der einzelnen Apparate sind folgende:

- G. H. I: $V = 50000$ bis 120000 ; $T_0 = 0.1$ bis 0.5 sec; $\varepsilon = 1:4$, Öldämpfung; stationäre Masse $M = 8$ kg; photographische Registrierung, Registrierabstand $= 1.50$ m.
- G. H. II: $V = 2000$; $T_0 = 1.4$ sec; $\varepsilon = 1:5$, Luftdämpfung; $M = 17000$ kg; Rußregistrierung.
- G. Z. I: $V = 20000$; $T_0 = 0.08$ sec; $\varepsilon = 1:5$, Glycerindämpfung; $M = 3$ kg; Registrierabstand $= 1.50$ m.
- P. H. I: $V = 50000$; $T_0 = 0.38$ sec; $\varepsilon = 1:5$, magnetische Dämpfung; $M = 4.5$ kg; Registrierabstand $= 2.0$ m.

Diese Konstanten wurden des öfteren, besonders bei den Versuchen nachgeprüft.

Zunächst wurde untersucht, inwieweit die benutzten Apparate zuverlässige Aufzeichnungen lieferten. Diese Prüfung bezog sich auf die aufgezeichnete Periode \mathcal{T} der Bodenbewegung und auf ihre Amplitude A . Sie wurde auf zwei Weisen vorgenommen:

1. Gleichzeitige Aufzeichnung derselben Sprengung mit zwei Seismographen verschiedener Konstruktion;
2. Aufzeichnung derselben Bewegung mit veränderter Eigenperiode desselben Seismographen.

Es wurde so G. H. I und P. H. I, ebenso G. H. II und P. H. I untereinander verglichen. G. Z. I konnte leider nicht mehr mit hinzugezogen werden da dieser Apparat für die Grönlandexpedition abgegeben werden mußte.

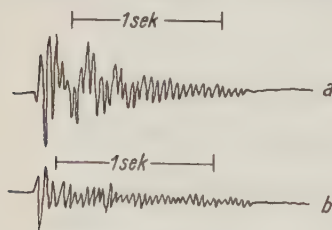


Fig. 1

Sprengschuß im Institutsgelände in 35 m Entfernung (300 g Schwarzpulver)

- a) Apparat G. H. I; $T_0 = 0.35$ sec; $V = 90\,000$.
b) Apparat P. H. I; $T_0 = 0.38$ sec; $V = 50\,000$

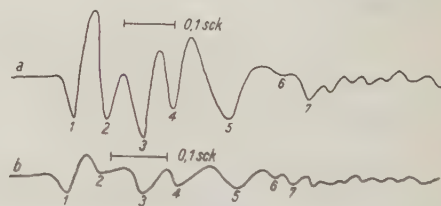


Fig. 2

Sprengschuß von 100 g Schwarzpulver im Institutsgelände in 125 m Entfernung

- a) Apparat G. H. I; $T_0 = 0.35$ sec; $V = 90\,000$.
b) Apparat P. H. I; $T_0 = 0.60$ sec; $V = 30\,000$

1a. Sprengversuch auf dem Institutsgelände. Es wurden auf dem Gelände des Geophysikalischen Instituts kleine Sprengschüsse (Kanonenschläge von 100 bis 300 g Schwarzpulver) etwa 1 m tief eingegraben und elektrisch gezündet. Die zu vergleichenden Apparate G. H. I und P. H. I standen nebenein-

ander im Erdbebenhaus. Die Entfernung vom Sprengschuß betrug 85 und 125 m. Fig. 1 und 2 geben Seismogramme eines solchen Sprengschusses wieder. In Fig. 1 wurden von G. H. I Perioden von 0.048 und 0.03 sec aufgezeichnet; von P. H. I solche von 0.048 und 0.026 sec. Die Vergrößerungen der beiden Apparate verhalten sich wie 1.8:1.0; das Seismogramm zeigt im Original für G. H. I die maximale Amplitude von 22 mm; für P. H. I 13 mm.

Da für solch kurze Schwingungen (im Vergleich mit T_0) die volle Indikatorvergrößerung wirksam ist, so müssen sich die aufgezeichneten Amplituden wie die Vergrößerungen verhalten. Das Verhältnis beider Amplituden ist 1.7:1.0.

1b. Aufzeichnung einer entfernten Sprengung. Um G. H. II und P. H. I zu vergleichen, wurde eine Kammersprengung von etwa 1200 kg in einer Entfernung von 240 km in Göttingen registriert. Beide Apparate standen in 5 bis 8 m Entfernung im gleichen Azimut nebeneinander. Bei G. H. II war statt der üblichen mechanischen Registrierung auf Rußpapier eine optische Registrierung eingebaut. Die Vergrößerung wurde dadurch von 2000 auf ungefähr 20000, bei einem Registrierabstand von 0.75 m, heraufgesetzt. Fig. 3 zeigt die beiden Registrierungen. Die Konstanten beider Apparate waren vor dem Versuch neu bestimmt worden und betrugen für G. H. II: $V_G = 20000$ und für P. H. I: $V_P = 42000$. Die ausgemessene Maximalamplitude A vom Apparat G. H. II beträgt im Original 5 mm und die von P. H. I ist 10 mm. Es liegt bei beiden Seismogrammen die Maximalamplitude an derselben Stelle (Maximum 8 in der Fig. 3). Es verhält sich nun $V_G : V_P = 0.48$ und $A_G : A_P = 0.50$. Das Diagramm zeigt die Bodenbewegung für eine Dauer von 11 sec. Die aufeinanderfolgenden Maxima sind mit gleichen Zahlen bezeichnet. Man erkennt eine vollständige Übereinstimmung der beiden Wellenzüge.

Außerdem wurden zwei Sprengungen vom gleichen Sprengort an derselben Station mit demselben Seismographen aufgezeichnet. Die Seismogramme sind von Einsatz zu Einsatz sehr nahe identisch (s. Fig. 5, a und b).

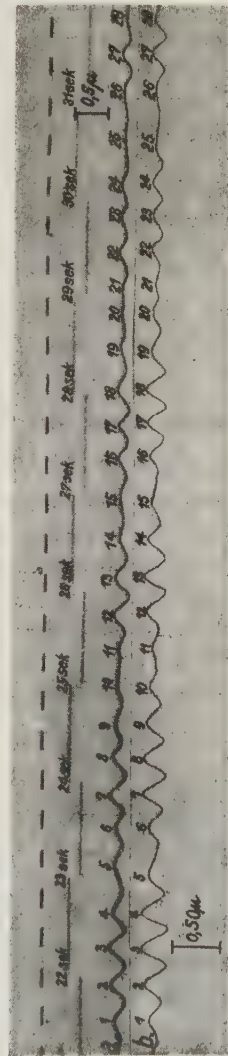


Fig. 3. Sprengschuß von 1200 kg Ammonit in 240 km Entfernung

a) Apparat G. H. II; $T_0 = 1.4$ sec; $V = 20000$. b) Apparat P. H. I; $T_0 = 0.39$ sec; $V = 42000$

Nach diesen Ergebnissen kann man also die Perioden und Amplituden der Bodenbewegung, die von den genannten Apparaten aufgezeichnet werden, innerhalb weniger Prozente als naturgetreu ansehen.

2. Aufzeichnung derselben Bewegung mit veränderter Eigenperiode desselben Seismographen. Es wurde die Erschütterung des Bodens durch einen langsam fahrenden Zug in der Horizontalkomponente mit dem Apparat G. H. I registriert, und zwar wurde die Eigenperiode verschieden eingestellt. Die Tabelle gibt die wahre Bodenamplitude in μ und die Perioden τ , die bei den verschiedenen Eigenperioden T_0 des Pendels aufgezeichnet wurden:

Apparat	Eigenperiode T_0 sec	Perioden τ sec	Wahre Boden- verrückung in μ
G. H. I.	0.20	0.17 (0.13)	0.12
G. H. I.	0.35	0.17 bis 0.21	0.14
G. H. I.	0.50	0.17 „ 0.25	0.15

Die Aufzeichnung der Periode ist im wesentlichen als reell anzusehen, insbesondere, wenn die Periode der Bodenbewegung kleiner ist als die Eigenperiode.

II. Registrierung der Bodenunruhe mit und ohne erkennbare Ursache in der Horizontal- und Vertikalkomponente

Zu diesen Beobachtungen wurden die Apparate G. H. I und G. Z. I benutzt. Es wurde die Bodenunruhe ohne erkennbare Ursache in Schwarmstedt (Hannover) gemessen. Der Beobachtungsort war ein Keller mit Betonbelag auf diluvialen Sanden. Die Beobachtungen wurden zu verschiedenen Tageszeiten und während der Nacht vorgenommen. Beim Apparat G. H. I wurde die Eigenperiode T_0 in den Grenzen 0.1 bis 0.5 sec geändert. Das Ergebnis der McBreihe ist in folgender Tabelle zusammengestellt:

Beobachtungszeit und Apparat	T_0 der Apparate sec	Perioden τ im Seismogramm sec	
Nachts mit G. H. I . . .	0.20	0.14	
Tags mit G. H. I	0.20	0.07	0.28
Tags mit G. H. I	0.50	0.08	0.29
Tags mit G. Z. I	0.08	0.08	0.14

Ferner wurde die Bodenunruhe, hervorgerufen durch fahrende Züge der Eisenbahnlinie Hannover—Soltau, gemessen. Die Entfernung des Schienenstranges vom Beobachtungsort betrug 150 m. Es wurde nur nachts beobachtet. Folgende Tabelle zeigt die Ergebnisse:

Apparat	T_0 des Apparates sec	τ bei schneller Fahrt in sec	τ bei langsamer Fahrt in sec
G. H. I	0.20	0.10	0.17 (0.13)
G. H. I	0.35	—	0.17 bis 0.21
G. H. I	0.50	—	0.17 „ 0.25
G. Z. I	0.08	0.08 bis 0.09	0.08, 0.14

Wie kann man nun diese gefundenen Perioden deuten?

Betrachtet man zunächst die Bodenunruhe ohne erkennbare Ursache, so findet man, daß der Boden bei vollkommener Verkehrsruhe (nachts) horizontal mit einer Periode von 0.14 sec in ausgeprägter Sinusform schwingt. Bei Tage, wo die Verkehrsstörungen zunehmen, treten außerdem noch Perioden von 0.28 und 0.08 sec auf.

In der Vertikalkomponente fehlt allerdings die Periode von 0.28 sec. Die Periode 0.08 sec und 0.14 sec ist vorhanden.

Da die Eigenperiode des Vertikalseismometers 0.08 sec betrug, war die Vergrößerung für einen Wert von $\mathfrak{T} = 0.28$ sec nicht ausreichend. Bei einer Eigenperiode $T_0 = 0.08$ sec und einem Dämpfungsverhältnis von 5:1 wird eine Störungsperiode \mathfrak{T} von 0.08, 0.14 und 0.28 sec vom Apparat im Verhältnis 11:4:0.7 vergrößert. Bei der Amplitudengröße der Periode $\mathfrak{T} = 0.14$ sec im Seismogramm könnte also die Periode 0.28 sec nur noch mit einer Amplitude von 0.3 mm aufgezeichnet werden. Dieser Wert liegt aber schon in den Grenzen der Ablesemöglichkeit.

In der Horizontalkomponente ist am Tage die Periode 0.14 sec nicht sehr ausgeprägt. Als Grund kann man annehmen, daß diese Periode von den sehr starken des Verkehrs (0.08 und 0.28 sec) unterdrückt wird. Ob die Perioden 0.08 und 0.28 sec von den Verkehrsstörungen herrühren oder ob man an Schichtschwingungen denken darf, läßt sich nicht entscheiden.

Bei der Bodenunruhe, hervorgerufen durch einen fahrenden Zug, sind die Störungen nicht so regelmäßig wie bei der allgemeinen Bodenunruhe. Bei langsamer Fahrt des Zuges tritt der Stoßcharakter im Seismogramm deutlich hervor. Dabei ist es selbstverständlich, daß die Fahrgeschwindigkeit die Stoßfrequenz bestimmt. Betrachtet man die verschiedenen Seismogramme, so kommt man zu der Ansicht, daß der Boden bei einem langsam fahrenden Zuge nach einem jeden stärkeren Stoße, erzeugt durch die Schienenlücke auf dem Schienenstrang, mit Perioden von 0.17 bis 0.25 sec zu schwingen versucht. Diese Perioden sind der Größenordnung nach auch in der allgemeinen Bodenunruhe zu finden.

In der Vertikalkomponente kann man, solange der Zug langsam fährt, dieselben Perioden wie in der Mikroseismik finden, nämlich 0.08 und 0.14 sec. Die Amplitude ist in der Z-Komponente gleich oder kleiner als in der Horizontalkomponente. Bei großer Geschwindigkeit der Züge tritt die Anzahl der Stöße maßgebend in den Vordergrund. Hierbei gerät der Boden in erzwungene Schwingungen, deren Frequenz durch die Zahl der Stöße pro Sekunde bedingt ist. Auch läßt sich jetzt kein Unterschied mehr zwischen Horizontal- und Vertikalkomponente feststellen. Es ist nur zu bemerken, daß die Amplitude jetzt in der Vertikalkomponente größer als in der Horizontalkomponente ist.

Zusammenfassend läßt sich folgendes sagen: Der Boden schwingt ohne besonders erkennbaren Anstoß mit Perioden von 0.08, 0.14 und 0.28 sec; bei künstlicher Erschütterung durch einen langsam fahrenden Zug sucht der Boden bei jedem Anstoß Schwingungen auszuführen, deren Perioden bei 0.08, 0.17 und 0.23 sec liegen, also den oben erwähnten recht benachbart sind. Bei schneller Fahrt tritt in beiden Komponenten eine Stoßfolge von der Frequenz 10 zutage.

III. Laufzeitkurve und Perioden der Transversalwellen bei künstlichen Sprengungen

Einleitung. Im ersten Teil wurde nachgewiesen, daß bei der mikroseismischen Bewegung der Boden sich in gleichförmigen Schwingungen konstanter Perioden befindet; bei künstlicher Erschütterung, z. B. durch fahrende Züge, wurde die Bewegung des Bodens in erster Linie durch die Frequenz der Stöße beherrscht. Bei jedem Stoß versucht der Boden dabei die seiner Schichtung entsprechende Eigenschwingung auszuführen.

Bei künstlichen Erdbeben durch Explosionen beobachtet man in den verschiedenen Phasen, die man den longitudinalen und transversalen Wellenbewegungen zuordnet, sehr verschiedene Perioden, und zwar variiert die Periode auch in derselben Phase. Unter diesen Schwingungen befinden sich auch solche von ausgesprochen sinusförmigem Charakter (Fig. 9). Durch Wiederholungen der Sprengungen (Fig. 5) unter gleichartigen Bedingungen kann man sich davon überzeugen, daß die Bilder reproduzierbare sind. Durch Aufzeichnung derselben Sprengung mit zwei Seismographen verschiedener Bauart erhält man die Sicherheit, daß Eigenschwingungen des Apparats vermieden sind. Es muß daher die Länge der Periode durch den Bau des Untergrundes bestimmt sein.

Man wird es nun im wesentlichen mit zwei verschiedenen Arten von Perioden zu tun haben, ähnlich wie bei den im ersten Teil besprochenen künstlichen Störungen durch fahrende Züge. Es wird sich einmal um Eigenschwingungen des Stationsuntergrundes handeln, das andere Mal um die Art der Auslösung der Störung am Sprengherde. Der Untergrund des Sprengherdes wird je nach der Sprengmenge in mehr oder weniger tiefgehende Erschütterungen versetzt, die bei wohldefinierter Schichtung am Herde bestimmt auch wohldefinierte Wellenlängen besitzen müssen. Diese Schwingung des Untergrundes des Sprengherdes wird als erzwingende Störung fortgeleitet, entsprechend der Frequenz der Schienenstöße.

Um diese Frage an Hand von Diagrammen, die bei Explosionen gewonnen waren, näher untersuchen zu können, muß man zunächst feststellen, zu welcher Phase die untersuchten Perioden gehören. Dazu muß man die Laufzeitkurve der verschiedenen Phasen kennen. Für die erste Phase, die mehrere (drei) Einsätze (P_1, P_2, P_3) besitzt, sind die Laufzeitkurven in den Arbeiten von Wiechert und in den Fortsetzungen von Brockamp und Wölcken bestimmt worden. Diese drei Einsätze müssen als longitudinale Wellen angesprochen werden, die auf verschiedenen Wegen gelaufen sind.

Für die zweite Phase, die gleichfalls aus mehreren Einsätzen besteht, liegt eine Bearbeitung der Laufzeitkurve bisher nicht vor. Soweit sie zum Zwecke der obigen Untersuchung notwendig ist, ist sie hier erfolgt. Wie sich später ergibt, ist der erste Einsatz dieser zweiten Phase mit der Geschwindigkeit der transversalen Wellen gelaufen. Eine eingehendere Untersuchung dieser zweiten Phase wird später erfolgen.

1. Laufzeitkurve der S-Phase. Zur Gewinnung der Laufzeitkurve der zweiten Phase benutzte ich zunächst dasselbe Material, das für die Veröffentlichungen „Seismische Beobachtungen bei Steinbruchsprengungen“ von Wiechert (s. Literatur Nr. 1 und 2), Brockamp und Wölcken (3) verwendet wurde; außerdem konnte ich noch Aufzeichnungen vom Apparat G. H. II und P. H. I hinzunehmen, die zum Teil erst im Sommer 1929 gewonnen wurden. Das gesamte Material, das den obengenannten und auch dieser Bearbeitung zugrunde liegt, ist aus einer gemeinsamen Arbeit hervorgegangen, an der alle Mitglieder des Geophysikalischen Instituts in Göttingen beteiligt waren. Mir fiel bei zehn Sprengungen die Aufgabe zu, am Sprengort den Sprengmoment genau zu bestimmen. Dieses geschah, bevor die radiotechnische Methode ausgebaut war, dadurch, daß im „Nauener Zeitsignal“ gesprengt und dieses, mit dem Ohr abgehört, auf das Seismogramm mit der Hand getastet wurde. Diese Methode erlaubt eine Genauigkeit von ± 0.2 sec. Weiter hatte ich bei anderen Sprengungen die Aufgabe, in den verschiedensten (5 bis 240 km) Entfernungen eine seismische Station einzurichten, in der die Erschütterungen aufgezeichnet wurden; dabei war mir meistens ein Mitglied des Instituts behilflich. Bei acht Sprengungen habe ich den Zeitdienst mittels drahtloser Station versehen.

Die Sprengungen, die von G. H. II nicht optisch, sondern mechanisch aufgenommen sind, wurden durch Kontaktkopie auf geeignete photographische Platten gebracht und dann mit Hilfe des Projektionsapparats 100fach vergrößert. Es war somit ein gutes und sicheres Ausmessen der Einsätze und Perioden gewährleistet. Die Laufzeiten konnten bei optischer Registrierung bis auf 0.1 sec bestimmt werden. Die Registriergeschwindigkeit betrug 90 mm pro Sekunde. Die drahtlos gewonnenen Zeitmarken waren mindestens auf ± 0.03 sec sicher; ebenso der meist durch den Durchriß eines Kabels markierte Sprengmoment (siehe Literatur Nr. 3).

In der folgenden Tabelle ist das Beobachtungsmaterial für die Laufzeitkurve zusammengestellt:

Sprengort	Beobachtungsort	Entfernung km	Laufzeit sec
Gräfenburg	Elliehausen	6.6	4.8
Gräfenburg	Göttingen	14.9	6.3
H. Hagen	„	16.0	6.8
H. Hagen	„	16.0	6.5
Elgershausen	„	50.2	17.2
Oberaula	„	82.5	27.4
Immenreuth	Jena	112.0	34.8
Seiferts	Göttingen	112.5	34.8
Seiferts	„	112.5	34.6
Bischofsheim	„	123.3	37.6
Menden	„	149.1	46.0
Morlesau	„	157.5	48.3
Immenreuth	„	229.5	68.5

Es wurden in die Laufzeitkurve nur Einsätze der Horizontalkomponente eingezeichnet. Die hier untersuchte Phase tritt in ihr deutlicher hervor als in der Vertikalkomponente, wie es der Natur dieser Wellenart entspricht. Die weniger scharf hervortretenden Einsätze der Vertikalkomponente wurden zum Vergleich herangezogen. Auch sie streuen nur wenige Zehntel Sekunden von der Geraden in Fig. 4. Sie sind in der Figur indessen nicht eingezeichnet.

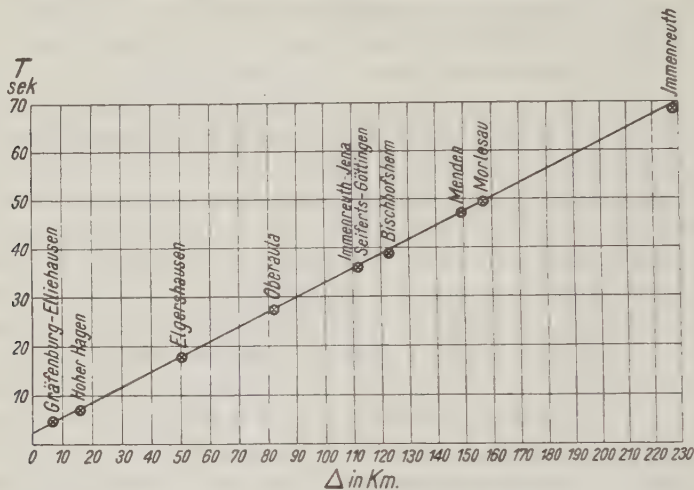


Fig. 4.

Laufzeitkurve der Transversalwellen bei künstlichen Sprengungen

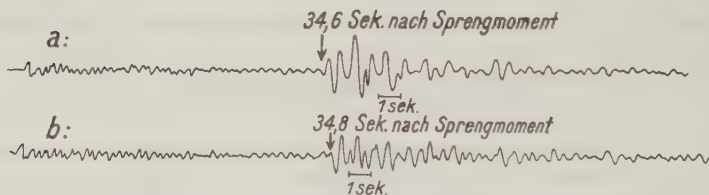


Fig. 5a. Sprengung Seiferts vom 30. November 1926

Apparat G. H. II; Rußregistrierung; Sprengladung 4000 kg

Fig. 5b. Sprengung Seiferts vom 31. Juli 1926

Apparat G. H. II; optische Registrierung; Sprengladung 3200 kg

Aus der Geradlinigkeit der Laufzeitkurve zwischen 7 bis 230 km kann man folgern, daß die Energie dieser Wellen vorwiegend in einer in sich homogenen Schicht mit gleichbleibender Geschwindigkeit gelaufen ist. Eine Schicht mit kontinuierlicher Zunahme der Geschwindigkeit mit der Tiefe würde eine zur Abszisse (Δ -Achse) konkave Kurve ergeben.

Als mittlere Geschwindigkeit für diese Wellen folgt aus der Laufzeitkurve $v = 3.4$ km/sec. Das Verhältnis der Geschwindigkeiten der entsprechenden Ein-

sätze P_2 und S_2 der ersten und der zweiten Phase ergibt $\frac{a_2}{b_2} = \frac{5.9}{3.4} = 1.735$ und die Poissonsche Konstante σ berechnet sich zu $\sigma = \frac{a_2^2 - 2b_2^2}{2(a_2^2 - b_2^2)} = 0.255$.

Die Theorie gibt für vollkommen elastische Körper $\sigma = 0.25$ und $a/b = 1.732$. Es folgt also mit großer Wahrscheinlichkeit, daß die beiden betrachteten Phasen tatsächlich longitudinale und transversale Wellenzüge sind. Die hier untersuchten Wellen sollen daher analog zu P_2 als „ S_2 “ benannt werden. Sie sind durch dieselbe Schicht (variszisches Grundgebirge) wie P_2 gelaufen.

Man kann nun auch aus der Laufzeitkurve auf die Tiefe des Grundgebirges schließen. Die Gerade schneidet die Zeitachse bei $\Delta T = 2.5$ sec. Diese Zeit haben also die Transversalwellen zum zweimaligen Durchlaufen des Deckgebirges gebraucht (angenommen ist senkrechtcs Auftauchen).

Die Geschwindigkeit der transversalen Wellen im Deckgebirge ergibt sich, wenn die longitudinale Geschwindigkeit $a = 3.5$ km/sec bekannt ist und σ zu 0.25 angenommen wird, zu $b_1 = a_1 \sqrt{\frac{1-2\sigma}{2-2\sigma}} = 2.0$ km/sec. Danach berechnet sich die Tiefe h des Grundgebirges zu $h = \frac{1}{2} \Delta T \cdot b_1 = 2.5$ km, ein Wert, der mit dem zuerst von Wiechert zu 2.0 km und mit den später von Brockamp und Wölcken angegebenen einigermaßen übereinstimmt.

2. Statistische Untersuchung der Perioden: Nachdem auf diese Weise Klarheit darüber geschaffen ist, welcher Phase die untersuchten Perioden zuzuordnen sind, wurden diese statistisch behandelt.

Die Länge der untersuchten Wellenzüge beträgt zwischen 4 bis 8 sec, in denen 10 bis 20 Schwingungen stattfinden. Dieser ganze Wellenzug hat bei großen Entfernungen (200 km) ein recht gleichmäßiges Aussehen (vgl. Fig. 3); es sind sehr nahe sinusförmige Wellen mit sich nur wenig ändernder Periode. Ihre Länge schwankt noch nicht um 0.1 sec. Bei kleinen Entfernungen (15 bis 125 km) verteilen sich die Perioden auf einen größeren Bereich von 0.24 bis 0.80 sec. Auch ist ihr Aussehen nicht mehr sinusförmig. Wir haben es fraglos mit mehreren Einsätzen derselben Phase (S_3 , S_2 , S_1 usw.) zu tun, die auf verschiedenen Wegen die Beobachtungsstation erreichen. Bei ihrer stoßförmigen Form läßt sich eine Periode im mathematischen Sinne nicht angeben. Um eine willkürliche Auswahl zu vermeiden, sind auch sie in die Statistik aufgenommen.

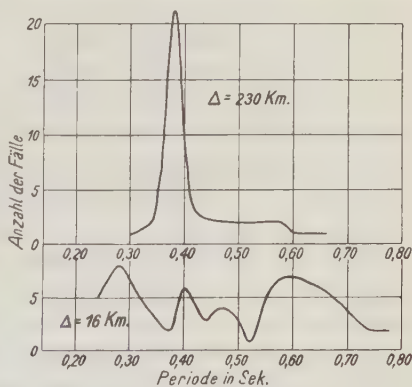


Fig. 6. Zwei Häufigkeitsdiagramme von 16 und 230 km Herddistanz

Unter Periode wird hierbei die Zeit von einem Umkehrpunkt bis zum nächsten Umkehrpunkt auf derselben Seite verstanden. Neben diesen stoßförmigen Einsätzen sind aber stets auch nahezu sinusförmige Bewegungen vorhanden.

Es sind in Fig. 6 Häufigkeitsdiagramme der beiden extremen Entfernungen von 16 und 230 km gezeichnet worden.

Benutzt wurden nur die Aufzeichnungen der Horizontalseismographen, deren Zuverlässigkeit in oben angeführter Weise geprüft war.

Weiter sind in Fig. 7 die einzelnen ausgemessenen Perioden des gesamten Materials aufgetragen.

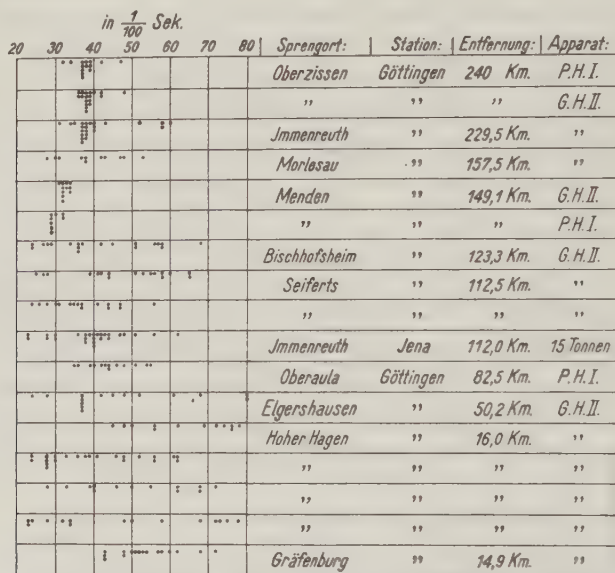


Fig. 7. Periodenhäufigkeit der transversalen Phase bei künstlichen Sprengungen

Jeder ● bedeutet eine ausgezählte Periode

Wie schon erwähnt, erkennt man aus diesen Diagrammen, daß der Frequenzbereich der Transversalwellen nur im Bereiche von 0.2 bis 0.8 sec liegt. Größere sowohl als kleinere sind nie vorhanden, obwohl erstere vom 17-Tonnen-Pendel gut aufgezeichnet werden müßten ($T_0 = 1.4$ sec). Weiter erkennt man, daß bei großen Entfernungen, wie Oberzissen, Immenreuth und Menden, ein ausgesprochenes Maximum bei 0.38 sec liegt.

Nur bei diesen kann man von einer einheitlichen Periode sprechen.

Bei kürzeren Entfernungen streuen die Werte stärker. Die einheitliche sinusförmige Bewegung wird immer wieder durch neue Einsätze unterbrochen, durch Wellenzüge, die auf anderen Wegen gekommen sind. Soweit diese Wellen sinusförmig verlaufen, liegt ihre Periode zwischen 0.3 und 0.4 sec; doch ist bei dieser Auswahl Willkür nicht zu vermeiden.

Literaturverzeichnis

- 1) E. Wiechert: Untersuchung der Erdrinde mit Hilfe von Sprengungen. (Sonderdruck Geologische Rundschau, Bd. XVII, 1926, Heft 5.)
- 2) Derselbe: Seismische Beobachtungen von Steinbruchsprengungen. (Zeitschr. f. Geophys., Jahrg. V, S. 159.)
- 3) B. Broekamp u. K. Wölkens: Bemerkungen zu den Beobachtungen bei Steinbruchsprengungen. (Ebenda S. 163.)
- 4) J. Brand: Ein Beitrag zum Studium der Bodenunruhe nicht seismischen Ursprungs. (Dissertation Göttingen 1925.)
- 5) L. Mintrop: Über die Ausbreitung der von den Massendrucken einer Großgasmaschine erzeugten Bodenschwingung. (Dissertation Göttingen 1911.)

Von der vorliegenden Arbeit wurde Teil II noch unter Leitung von Herrn Prof. Wiechert begonnen. Die weiteren Untersuchungen wurden dann später auf Veranlassung von Herrn Prof. Angenheister ausgeführt.

Göttingen, Geophysikalisches Institut, Januar 1930.

Zur Frage der Beschaffenheit des Erdinnern

Von **H. Haalek**, Potsdam — (Mit 4 Abbildungen)

Die bisherige Annahme über die Dreiteilung des Erdkörpers: Gesteinsmantel (Silikathülle bis 1200 km Tiefe), Zwischenschicht (Sulfidoxydschicht bis 2900 km Tiefe mit Unterteilungen in 1700 und 2450 km Tiefe) und Metallkern (Nickleisen) kann nicht als sicher begründet angesehen werden. Es lassen sich vielmehr einige Gründe dafür anführen, nach welchen folgende Zweiteilung des Erdkörpers als wahrscheinlicher angesehen werden kann: Der Mantel (bis 2900 km Tiefe) zeigt das aus der metallurgischen Praxis bekannte Dreiphasensystem: Silikatschmelze (bis 1200 km Tiefe), Sulfidoxydschmelze (bis 1700 oder 2450 km Tiefe) und Metallschmelze (bis 2900 km Tiefe). In dieser Tiefe überschreiten Druck und Temperatur einen kritischen Wert, so daß die Materie sprungweise in einen wesentlich anderen, unbekannten Zustand übergeht. Es besteht die Möglichkeit, das Vorhandensein des magnetischen Erdfeldes auf den Zustand der Materie im Erdkern zurückzuführen.

Über die Verteilung der physikalischen Eigenschaften innerhalb des Erdkörpers erhalten wir auf Grund der Wirkungen, welche an der Erdoberfläche der direkten oder indirekten Beobachtung zugänglich sind, Anhaltspunkte, aus denen sich mit recht guter Sicherheit eine Reihe von Aussagen über die Beschaffenheit des Erdinnern ableiten lassen. Darüber hinaus besteht die Aufgabe darin, sich stützend auf die ermittelten Größen ein Bild von dem physikalischen Aufbau des festen Erdkörpers zu konstruieren.

Betrachten wir zunächst die physikalischen Eigenschaften, soweit sie durch die geophysikalischen Beobachtungstatsachen als sicher belegt angesehen werden

können*) — von der äußeren Gesteinsrinde der Erde bis etwa 70 km Tiefe werde im folgenden abgesehen —:

1. Die Verteilung der Fortpflanzungsgeschwindigkeiten der Erdbebenwellen mit der Tiefe zeigt folgende graphische Darstellung (Fig. 1), welche den seismischen Forschungsergebnissen entsprechend gelten kann:

Unstetige Änderungen sind in 1200, 1700, 2450 und 2900 km Tiefe vorhanden. Unter diesen nimmt diejenige in 2900 km Tiefe eine ganz besondere

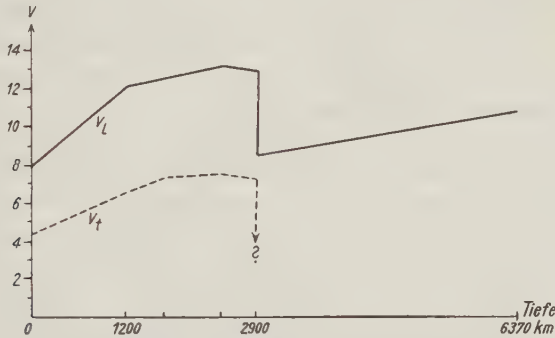


Fig. 1. Verteilung der Geschwindigkeit (in km pro Sek.) der longitudinalen (v_l) und transversalen (v_t) Erdbebenwellen mit der Tiefe

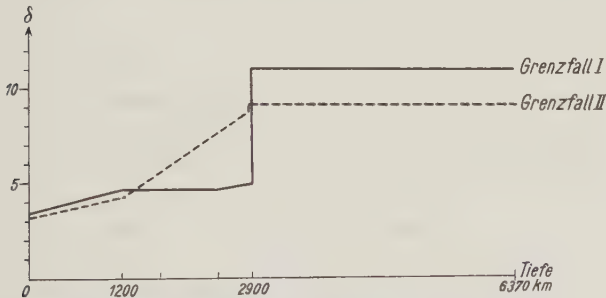


Fig. 2. Abhängigkeit der Dichte δ von der Tiefe

Stellung ein, da in dieser die Geschwindigkeit der Longitudinalwellen plötzlich sprungweise von 13 auf 8.5 km abnimmt und das Vorhandensein von Transversalwellen für größere Tiefen bis jetzt nicht hat festgestellt werden können.

2. Die Verteilung der Dichte im Innern der Erde beeinflusst eine Reihe von Erscheinungen, welche der Beobachtung zugänglich sind. Es lassen sich eine ganze Reihe von Dichtegesetzen aufstellen, welche alle den Beobachtungstatsachen gerecht werden. Sie weichen nicht sehr erheblich voneinander ab.

*) Siehe z. B. B. Gutenberg: Lehrbuch der Geophysik, S. 434ff. Berlin 1929.

Fig. 2 zeigt zwei als ziemlich extrem anzusehende Fälle, innerhalb deren irgendwie die wirkliche Änderung der Dichte mit der Tiefe liegen muß: Am wenigsten sicher bekannt ist danach die Dichteverteilung in der Zwischenschicht von 1200 bis 2900 km Tiefe.

3. Über die Zunahme des Drucks mit der Tiefe lassen sich verhältnismäßig sicher begründete Aussagen machen, da einmal die Annahme der für hydrostatischen Druck geltenden Beziehungen recht gesichert erscheint, anderer-

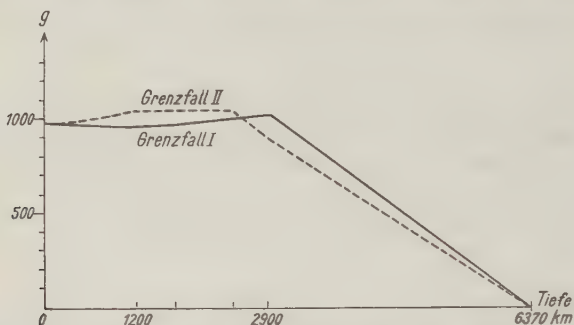


Fig. 3a. Änderung der Schwerkraft g (in Hal) mit der Tiefe

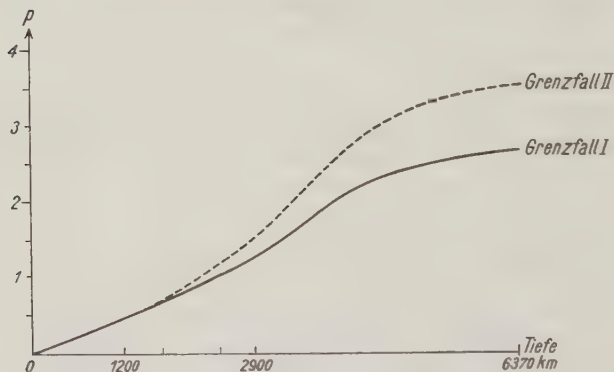


Fig. 3b. Zunahme des Druckes p (in Millionen Atm.) mit der Tiefe

seits die Werte von der Annahme des Dichtegesetzes, welches man den Berechnungen zugrunde legt, nicht sehr erheblich beeinflußt werden. Fig. 3a zeigt die Änderung der Schwerkraft, Fig. 3b die ungefähre Druckzunahme nach dem Erdmittelpunkt unter Annahme der in Fig. 2 dargestellten Dichtegesetze:

4. Die Temperatur im Innern der Erde ist dagegen nur sehr wenig sicher zu beurteilen. Durch Beobachtung läßt sich nichts weiter feststellen, als daß nahe der Erdoberfläche bis zu einer Tiefe von etwa 3 km die Temperatur um rund 3°C je 100 m mit der Tiefe zunimmt. Alle Annahmen über die Temperaturen

im Erdinnern beruhen auf wenig sicher begründeten Vermutungen. Zweifellos läßt die Temperaturzunahme schon in geringer Tiefe stark nach, und im Erdinnern wird die Temperatur wohl kaum einen Wert von 2000 bis 8000° C übersteigen, wobei der niedrigere Wert wohl als der wahrscheinlichere angesehen werden muß.

Außer diesen physikalischen Eigenschaften des Erdinnern wissen wir aus der Beobachtung der Erdgestalt, der Ebbe- und Flutbewegung der festen Erde und der Polhöheschwankungen noch, daß der Erdkörper den säkularen Kräften plastisch nachgibt, sich dagegen kurzperiodisch wirkenden Kräften gegenüber (wozu noch die Newcombsche Periode der Polhöheschwankungen von 430 Tagen zu rechnen ist) wie ein elastischer Körper verhält von einer mittleren Elastizität, welche diejenige des Stahls um das Zwei- bis Dreifache übertrifft. Das sind aber Ergebnisse, die nur als Bestätigung einiger aus seismischen Beobachtungen gewonnenen Schlußfolgerungen angeführt werden können, im übrigen aber nichts wesentlich Neues über das Innere der Erde aussagen.

Damit sind die aus den geophysikalischen Beobachtungstatsachen zu folgernden Aussagen über die Beschaffenheit des Erdinnern erschöpft. Um ein vollständiges Bild von dem Aufbau des festen Erdkörpers entwerfen zu können, reichen die angeführten Daten nicht aus. Man muß daher, soweit es zugänglich ist, Ergebnisse anderer Forschungsgebiete der Physik mit heranziehen, einmal über das Verhalten der Stoffe bei zunehmenden hohen Drucken und Temperaturen, besonders bei Prozessen, welche dem Entwicklungsgang der Erde in irgendeiner Weise ähnlich sind, sodann aus den Ergebnissen der astrophysikalischen Forschung über die physikalischen Eigenschaften anderer Himmelskörper, wozu auch die Frage der stofflichen Zusammensetzung der Meteoriten gehört. Hier stößt man aber sofort auf große Schwierigkeiten, da man auf so beträchtliche Extrapolationen angewiesen ist, daß sie irgendwelche Analogieschlüsse als höchst gewagt erscheinen lassen: Das Verhalten der Materie bei zunehmendem Druck und Temperatur läßt sich experimentell verfolgen bis zu einigen Tausend Atmosphären Druck und etwa 1000° bis 2000° C Temperatur, in besonderen Einzelfällen wohl bis auf etwa 20000 Atm. Druck. Im tiefen Erdinnern herrschen aber noch höhere Temperaturen und Drucke, welche bis auf einige Millionen Atmosphären ansteigen! Trotzdem lassen sich einige weitere, genügend gesicherte Anhaltspunkte in bezug auf die Beschaffenheit des Erdinnern gewinnen.

Zunächst können wir als sicher annehmen, daß die Erde — bzw. die äußeren Teile — sich aus einem schmelzflüssigen Zustand abgekühlt hat. Dabei muß, worauf V. M. Goldschmidt hingewiesen hat, ein Prozeß vor sich gegangen sein, der den bekannten metallurgischen Schmelzoperationen entspricht: Bei hohen Temperaturen sind die Gemengteile völlig miteinander mischbar, bei der Abkühlung jedoch nur sehr unvollständig, und sie zerfallen dann in die drei Flüssigkeiten: Silikatschmelze, Sulfidoxyschmelze und Metallschmelze, welche Zonen man in der metallurgischen Praxis als „Schlacke“, „Stein“ und „Eisensau“ bezeichnet. Diese Dreiteilung können wir infolge ihres

Abkühlungsprozesses bei der Erde als sicher vorhanden annehmen. Eine gewisse Stütze findet diese Einteilung durch die unverkennbaren Parallelen mit der Klassifikation der Meteoriten: Das Material der Steinmeteoriten entspricht einem extrem basischen Eruptivgestein der äußeren Silikathülle der Erde; die Siderolithe, ein Gemenge von Nickeleisen und Silikaten, könnten der oberen Grenze der Sulfidoxydschale gleichgesetzt werden, während die Eisenmeteoriten (Siderite) der Metallschmelze entsprechen würden. Unbewiesene Voraussetzung bei solchen Analogieschlüssen ist freilich die Annahme, daß die Meteoriten Fragmente von kosmischen Körpern ähnlich der Erde darstellen, welche sich im Augenblick des Verfalls bereits in abgekühltem Zustand befunden haben.

Auf dieser Grundlage ist das Bild, welches wir uns nach dem gegenwärtigen Stande der geophysikalischen Forschung von der Beschaffenheit des Erdinnern machen können, dann weiter ausgebaut worden besonders von Tammann und Goldschmidt, indem man die Entmischungsvorgänge bei erstarrendem Schmelzfluß, besonders bei hohen Drucken, die Verteilung der die Erde aufbauenden Elemente usw. weiter untersuchte. Wenn auch in manchen Zügen das Bild naturgemäß noch recht hypothetisch bleibt, so ist es im großen und ganzen doch sehr überzeugend und hat sehr viel Wahrscheinlichkeit für sich. Doch betrachten wir einmal die folgende Frage:

In welchen Tiefen befinden sich die Grenzflächen zwischen der Silikathülle und der Sulfidoxydschicht bzw. der Sufidoxydschicht und der Metallschmelze?

Diese Grenzflächen werden als identisch mit den Unstetigkeitsflächen in 1200 und in 2900 km Tiefe angenommen, indem man die Unstetigkeitsflächen in 1700 und 2450 km Tiefe als weitere Unterteilungen der Sulfidoxydschicht ansieht. Man findet diese Ansicht so allgemein und selbstverständlich, daß sie außer Zweifel zu sein scheint. Ist diese Annahme nun wirklich so fest begründet, daß sie als vollkommen gesichert betrachtet werden kann?

Gehen wir mal von dieser Ansicht ab und denken uns die bisherige Ansicht über die Beschaffenheit des Erdinnern in diesem einen Punkte wie folgt geändert:

Die Silikathülle werde wie bisher bis 1200 km Tiefe angenommen; auf ihr folgt die Sulfidoxydschicht bis zu einer Tiefe von 1700 oder bis 2450 km, darauf die Metallschmelze bis 2900 km Tiefe. In dieser Tiefe erreichen Druck und Temperatur einen solchen kritischen Wert, daß die Materie ihre Eigenschaften sprunghaft erheblich ändert und in einen anderen Zustand übergeht. Lassen sich für eine solche Hypothese stichhaltige Gründe anführen?

Zunächst ist zu beachten, daß weder die Beobachtungstatsachen noch die Ergebnisse der physikalischen Betrachtungen, soweit sie als gesichert angesehen werden können, zu einer solchen Annahme in Widerspruch stehen. Diese genügen sowohl der Auffassung über den Schalenaufbau der Erde in der ursprünglichen wie in der obigen geänderten Form.

Da die Gemengteile des Schmelzflusses bei hohen Temperaturen sich vollständig mischen und erst bei der Abkühlung sich mehr und mehr voneinander trennen, so ist anzunehmen, daß die Trennungsflächen um so weniger scharf ausgeprägt sind, in je größerer Tiefe sie liegen. Es ist daher wahrscheinlicher, daß die Trennungsfläche zwischen Sulfidoxydschmelze und Metallschmelze ähnlich ist derjenigen zwischen der Silikatschmelze und der Sulfidoxydschmelze, wobei die letztere, da in geringerer Tiefe außer in etwa 50 km keine Unstetigkeitsflächen festzustellen sind, wohl mit Recht in 1200 km Tiefe angenommen werden kann. Vielleicht dürfte sogar die erstere wegen der höheren Temperatur und des stärkeren Drucks in der größeren Tiefe weniger scharf sein. Diese Tatsache spricht unzweifelhaft dafür, daß die Trennungsfläche zwischen Sulfidoxydschmelze und Metallschmelze eher mit den in 1700 oder in 2450 km Tiefe festgestellten Unstetigkeitsflächen identisch ist als mit derjenigen in 2900 km Tiefe. Die Ausnahmestellung, welche die letztere gegenüber den anderen festgestellten Unstetigkeitsflächen einnimmt, deutet vielmehr auf eine Grenzfläche viel tiefer gehender Natur.

Eigenschaften und Zustand der Materie im Erdkern sind vollkommen unbekannt; es läßt sich nicht beurteilen, wieweit es berechtigt ist, aus dem Verhalten der Materie unter steigenden Drucken und Temperaturen bei Laboratoriumsuntersuchungen auf das Verhalten bei solchen Temperaturen und Drucken, wie sie im Erdinnern von 2900 km Tiefe an herrschen müssen, zu extrapolieren. Wahrscheinlich werden aber die Eigenschaften der Materie bei steigendem Druck und Temperatur sich nicht allmählich, sondern wie in dem bekannten Bereich sprungweise ändern, sobald diese einen kritischen Wert überschreiten. Solche kritischen Werte wären dann in 2900 km Tiefe etwa bei rund 1.5 Millionen Atmosphären Druck und 2000 oder mehr Grad Celsius Temperatur anzunehmen. Denken wir uns eine Masse einem unbegrenzt immer stärker werdenden Druck ausgesetzt, so wird eine Kompression nur in geringem Maße stattfinden, da die Moleküle bzw. Atome außerordentlich widerstandsfähige Gebilde sind. Schließlich muß aber doch mal ein kritischer Wert erreicht werden, über den hinaus der Bau der Atome nicht mehr widerstandsfähig genug ist und eine Umwandlung vor sich geht, welche sowohl den Schalen- als auch den Kernbau der Atome ändert. Der direkten oder indirekten Beobachtung wird ein solcher Prozeß niemals zugänglich sein, da experimentell solche Bedingungen nicht hergestellt werden können. Es bleiben über die Beschaffenheit des Erdkerns also nur unbeweisbare Hypothesen übrig.

Ein Weg, um solche Hypothesen physikalisch zu begründen, zeigt sich durch gewisse andere, bis jetzt noch unerklärliche Erscheinungen der kosmischen Physik: Es besteht eine ziemliche Wahrscheinlichkeit, daß der Erdkern den Träger des durch die Erdrotation verursachten, rotationssymmetrischen Teiles des permanenten magnetischen Erdfeldes bildet. Das gleiche scheint bei der an der Sonne festgestellten Magnetisierung der Fall zu sein: Der Träger des Magnetfeldes der Sonne, welches demjenigen der Erde in Form und Richtung sehr

ähnlich ist, liegt wahrscheinlich in einem tieferen Niveau noch unter der umkehrenden Schicht, also im Sonnenkern, der sehr wahrscheinlich mit einer einheitlichen Geschwindigkeit von etwa 20 Tagen rotiert*). Eine Möglichkeit, das Vorhandensein des Erd- bzw. Sonnenmagnetismus auf die Beschaffenheit der Materie im Erd- bzw. Sonnenkern zurückzuführen, wurde bereits diskutiert**). Es läßt sich aber denken, daß noch andere Deutungsmöglichkeiten (vielleicht in Verbindung mit erdelektrischen Erscheinungen) vorhanden sein werden.

Potsdam, Mai 1930.

On the distribution of permanent repeat-stations

By **J. A. Fleming**, Acting Director, and **H. W. Fisk**, Chief of Land Survey Section,
Department of Terrestrial Magnetism, Carnegie Institution of Washington

(With 2 Illustrations)

The Department of Terrestrial Magnetism of the Carnegie Institution of Washington esteems it a high honor and a privilege to be represented among the contributors to the Festschrift to be issued on the occasion of the seventieth birthday of Professor Adolph Schmidt. In forming the original conception of the Department as an organization for studying the problem of terrestrial magnetism on a world-wide and comprehensive scale, in laying and in executing the plan for a magnetic survey of the Earth, and in the theoretical discussions undertaken from time to time, the wise counsel, the broad experience, and the friendly interest of Professor Schmidt have been inspirations contributing largely to such success as has been achieved. As founder and for many years director of the Department, Dr. Bauer often turned to him for constructive and helpful suggestions, always sure of a friendly and helpful response.

The following contribution finds its special fitness in a publication dedicated to Professor Schmidt, in that it emphasizes one of the needs for which he has worked for many years, namely, a more satisfactory distribution of stations supplying reliable magnetic information. Since the publication in 1896 of his note „On the distribution of magnetic observatories over the globe“, there has been a great increase not only in the number of active observatories but also in the number of spots where magnetic measurements have been carefully made, and secular variation, which he perceived to be a phenomenon of outstanding significance in 1898, has become of increasingly greater interest as it has become better known.

*) Vgl. G. Angenheister: Das Magnetfeld der Erde und der Sonne. Nachr. d. Ges. d. Wiss. zu Göttingen, Math.-Phys. Kl., 1924.

**) Vgl. Jahrg. 5, Heft 8 dieser Zeitschr.

There is no phase of terrestrial magnetism which might not equally well be chosen as exemplifying his interest and activity. But the work of this Department has placed emphasis first on providing reliable knowledge of magnetic distribution, and second on learning the character of its year-to-year variation — both of which Professor Schmidt's work shows as of prime importance.

The problem of magnetic secular-variation, perhaps more than any other of the many geophysical questions of great interest, demands international cooperation. The ever-changing lines of magnetic force which move about on the surface of the Earth take no account of national boundaries, and are not retarded by obstacles which set limits to the areas traversed by the observer who seeks to make a record of those movements. Only a minor fraction of the Earth's surface is occupied by nations possessing sufficiently broad scientific interest in the subject, combined with such an abundance of material resources as make it possible to establish magnetic observatories and conduct systematic surveys at stated intervals. The interest of other nations needs the stimulation which will come with a better understanding of the close relation between magnetic manifestations and other terrestrial forces, and it is gratifying to record that signs of growing interest are appearing in many places. At the present time, and probably for many years to come, the assistance of those best able to offer it will be required to collect the data from those other great areas of both land and sea which a satisfactory discussion of secular variation demands.

In order that there may be no unwise expenditure of effort or money in duplication of surveys, or in working in regions where the need is less to the neglect of other regions where the requirements are much greater, there should be a plan of cooperation agreed to and respected internationally. Before any plan can be formulated, it is desirable to consider the general character of the secular-variation phenomena and the distribution of the areas where the rates or accelerations are of such especial interest as to demand the continuous records which can be obtained only from a fixed observatory, and to make preliminary decision as to what amount of data may be considered necessary, what number of stations may be regarded as sufficient, and what period of time may be allowed to intervene between observations to give the most satisfactory results. Fortunately there is now a network of repeat-stations which covers the whole Earth with the exception of a few regions difficult of access, such as the polar regions, some desert areas, and portions of the sea. From the data supplied by observations at these stations it is now possible to draw the picture of secular change for the whole world with greater attention to detail than hitherto and with some assurance that the picture is an approach to the truth.

Provisional isoporic charts (charts showing lines of equal annual-change) have been prepared in the Department of Terrestrial Magnetism of the Carnegie Institution of Washington for each of the elements, declination, inclination, horizontal intensity, vertical intensity, and total intensity, and are presented in a separate communication entitled "Isopors and isoporic movements". A

study of the charts and the data from which they were compiled brings to light a few significant facts which should be taken into account in considering the number and distribution of magnetic observatories and sites of permanent repeat-stations, as well as the most advantageous time-interval between occupations of the latter. Among these are: 1. Isopors tend to form closed ovals around

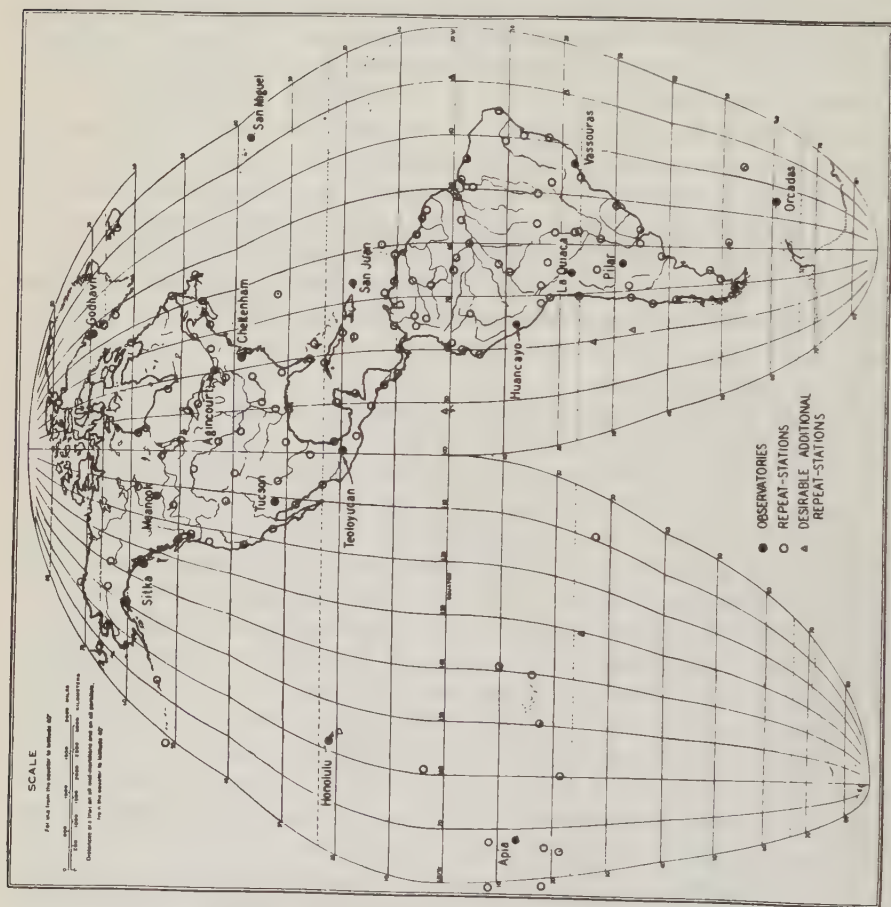


Fig. 1. Locations of observatories, repeat-stations, and desirable additional repeat-stations in Western Hemisphere

certain foci of very rapid annual-change; 2. in general the accelerations or change of rate from year to year are very large near these foci; 3. the areas of rapid change are not permanent but may appear or undergo radical changes in form or position in so brief a time as one or two decades; 4. these foci are practically all in one hemisphere, that bounded by the meridians 90° west and 90° east and containing most of the land of both hemispheres.

Considering only the demands of the problems of secular variation, it will be obvious, in view of the facts just enumerated, that a uniform distribution of

Australasia, the East Indian Archipelago, most of the Pacific Ocean, part of Siberia, and western North America shows very moderate rates of change of each element and the accelerations are in general not great. Within this area a small number of observatories satisfies the requirements of secular variation, fewer permanent repeat-stations are needed, and these may be reoccupied at longer intervals without danger of losing important features of the secular-change curve. In the northern part of North America the situation is complicated by the proximity of the north magnetic pole, but over southern Canada and the United States the isopors seem to be regular and the required data for supplementing that of the existing observatories can be well supplied by a suitable selection of repeat-stations, reoccupied at intervals of approximately five years. However, toward the south, in the Caribbean, the West Indies, and the northern part of South America, conditions rapidly change. The fragmentary information supplied by irregular field-observations, leads to the conclusion that very interesting developments have taken place there since the beginning of field-surveys in 1905. The records of the observatory at Vieques (Porto Rico) show great accelerations in the annual rate for horizontal intensity (H) at that place and from them inferences may be drawn as to the accelerations at other places. Between Porto Rico and Huancayo (Peru) there is an area of rapid change with its accompanying accelerations in inclination (I), vertical intensity (Z), and total intensity (F). Much of significance has been lost or left to conjecture which would have been supplied by a more adequate distribution of observatories. An observatory at Bogota or Caracas, and at Para or Natal would be abundantly justified by the importance of the secular-variation manifestation in that region. The annual change of inclination at Bogota was probably more than $+16'$ in 1917 but appears to have decreased to about $+12'$ at the present time. Going eastward the rate rapidly diminishes, becomes zero in Guiana, or near Manaos on the Amazon, and falls to $-12'$ in eastern Brazil. Probably the greatest negative rate is in the Atlantic between the two continents since rates as great as $-16'$ are found on the adjacent African coast. Although the rates in Colombia seem to be declining, those in Africa appear to be increasing, while the zero-isopor, or line between positive and negative rates, is drifting gradually farther west. This suggests another desirable location for an observatory, namely, in French West Africa, in Liberia, or in Sierra Leone.

In a similar way other important areas might be indicated, for example, the unusually large rate of diminishing H in South Africa, and the remarkable condensation of declination-isopors between East Africa and Mauritius. The arrangement of the isopors in each of these as well as other cases carry their own suggestions as to their desirability as locations for magnetic observatories.

Inasmuch as the cost is so great of maintaining the necessary trained personnel and of supplying the buildings and instruments needed for the efficient operation of a magnetic observatory, it is unreasonable to expect any considerable addition to the existing number for many years hence. Most of the information

which will be added to what the present observatories can supply must come from observations at repeat-stations. A good magnetometer with earth-inductor attachment might be obtained by many of the countries or dependencies not able to establish and operate an observatory, and skill in its manipulation can easily be acquired. Observations made at suitable intervals by use of such an instrument, in a hut of non-magnetic construction in a carefully chosen location, perhaps by some one connected with the meteorological or topographic-survey services, or by an interested person at an educational institution, while not by any means the equivalent of the continuous records such as obtained at an observatory, would nevertheless be an invaluable contribution. Near the centers of those regions known to be areas of active secular-change, observations should be frequent enough to furnish an approximation to the mean annual-value. As concrete examples of such locations, mention may be made of Bogota (Colombia), Kingston (Jamaica), Dakar (West Africa), or Cape Town (South Africa). At such places one day each month devoted to observations, making continuous observations throughout the day for declination and horizontal intensity on one day and continuous observations with the earth inductor on the observation-day of the succeeding month, would supply sufficient material for good secular-change determination, providing at the same time a reliable index to the accelerations of the annual rate and diurnal-variation data sufficient to control such observations as may be made in the surrounding country. The places named are of course mentioned only as examples of localities where this kind of a program is needed.

Farther from the centers, and where the establishment of a hut is for any reason inexpedient, observations at longer intervals over permanent piers in carefully chosen locations would suffice. To be satisfactory in the study of secular variation, repeat-observations must meet the two requirements of certainty that no artificial source of disturbance has been introduced into the magnetic field in the interval between occupations and of observations at each occupation for a sufficient number of days at such various hours of the day as to make reasonably sure that the results shall represent the true normal value for the place and the season. Much of the discordance found in secular-variation data arises from failure in one or both of the requisites. The justification for multiplying repeat-stations is in the probability that errors from these sources will disappear in an average of many values. Better results, even though at more widely scattered localities, would be derived from a longer series of observations at each occupation and by a more careful selection of stations. The proper protection and preservation of repeat-stations requires the enlistment of local interest and for this reason the cooperation of officials of the public services most closely concerned should be obtained or, where this is inexpedient, a location should be sought on the grounds of some educational institution or mission-station, where cordial assistance is invariably afforded. The station when located should be permanently marked by a pier or marker which should bear an inscription

indicative of its importance and such as to command respect and to appeal to the pride of local residents. When selected and established, these stations should be visited frequently enough to keep alive the interest upon which reliance is so largely placed for their future availability.

The present difficulty of carrying out such a program lies in the insufficiency of the number of instruments available and the slowness with which that number can be increased. If a market for a considerable number could be assured, responsible makers would be justified in giving their energetic attention to their production, whereas under present conditions, in order to keep the price within the reach of the purchasers, they are made in spare time not devoted to more profitable orders, much to the annoyance of those waiting for their delivery. A way out of this difficulty may be found by some cooperative form of combining orders.

By considering the isoporic charts for the several magnetic elements together with the positions already listed as repeat-stations, and adding other localities which might without undue difficulty be used as such, it is possible to draw up a tentative list of stations for systematic reoccupation so distributed as to cover the Earth with a reasonably complete net. To give the names and geographic positions of so many places is impossible in this article, but the distribution desired is well indicated by the two accompanying charts. Few additional stations are needed in Europe because of the concentration of magnetic observatories in that region. In some countries such as the United States, Canada, and several others which maintain their own organizations for making magnetic surveys, the places have been selected from their published reports. A large proportion of the remaining localities are those at which the Carnegie Institution of Washington has already made repeat observations. A few positions indicated on the charts by triangles are included because they are peculiarly suitable by reason of their location for supplying secular-variation data. The indicated positions are by no means the only ones at which repeat observations are needed, but are offered as a basis for considering some plan of international cooperation which shall insure the reoccupation at regular intervals of a sufficient number of stations all over the globe to supply the necessary data regarding the secular change in the Earth's magnetism.

July 23, 1930.

Über die Bestimmung der Geoidundulationen aus Schweremessungen

Von **Karl Jung**, Potsdam*) — (Mit 8 Abbildungen)

Es wird nachgewiesen, daß nach Berücksichtigung einer Korrektion, durch welche die Wirkung der isostatischen Reduktion auf die Lage des Geoids beseitigt wird, die isostatisch reduzierten Schwerewerte sehr wohl zur Bestimmung der Geoidundulationen verwendet werden können. Das von Hopfner vorgeschlagene Verfahren, nach dem die Schwerewerte so auf das Geoid reduziert werden, daß dabei keine Massenverschiebungen vorkommen, und dann die Geoidundulationen aus einfachen Formeln folgen, bedarf einer ergänzenden Korrektion, da in dem Formelsystem Hopfners die außerhalb des Geoids liegende Massen nicht berücksichtigt sind. Die an diesem Verfahren anzubringende Korrektion hat rund den 4—5-fachen Betrag der Korrektion, die an den Bestimmungen aus isostatisch reduzierten Schwerewerten anzubringen ist und es ist deshalb weniger günstig als die Verwendung der isostatischen Werte. Aus der Kugelfunktionenentwicklung der Erdoberfläche nach Prey werden die Korrekturen für beide Verfahren bis zur fünften Kugelfunktion berechnet. Die Kartendarstellungen geben wohl einen zuverlässigen Eindruck von den Größenordnungen. In Einzelheiten der mathematischen Ableitungen muß auf die ausführliche Veröffentlichung verwiesen werden.

Die Geoidundulationen haben nicht mehr nur Wert für den Geodäten. Seitdem man durch die Schweremessungen im Unterseeboot imstande ist, die ganze Erde mit Schwerestationen zu überziehen, und man aus diesen Messungen Aufschluß über Anomalien von kontinentalem Ausmaß und Erkenntnisse über die isostatischen Verhältnisse der Großformen erwarten kann, ist die Frage nach der Gestalt der Bezugsfläche auch für den Geophysiker wichtig geworden. Können doch Überscheren im Ozean vorgetäuscht sein, wenn sich das Geoid, die Bezugsfläche der einzelnen Schwerewerte, erheblich unter das Sphäroid, die Bezugsfläche der in den Schwereformeln ausgedrückten Normalschwere, senkt. Den Betrag gibt der Term von Bruns,

$$-\Delta g = \frac{2g(R-r)}{R},$$

wobei g die Schwere, R den Radiusvektor des Geoids, r den des Sphäroids bedeuten. Einem Abstand $R-r$ des Geoids vom Sphäroid von 100 m entspricht ein Fehler Δg der Schwereanomalie von 30 Milligal.

Über die Größe der Geoidundulationen ist noch nichts Zuverlässiges bekannt. Helmert schätzt sie auf nur selten mehr als 100 m, während in neuerer Zeit Hopfner Geoidundulationen von mehreren hundert Metern für möglich hält. Sollte letzteres zutreffen, dann kann in den bis jetzt berechneten Schwereanomalien

*) Eine ausführliche Darstellung der hier angedeuteten Untersuchungen soll demnächst in Gerlands Beiträgen zur Geophysik erscheinen.

kein zuverlässiges Hilfsmittel zur Erforschung des Aufbaues der Erdrinde erwartet werden.

Im folgenden wird gezeigt, wie man aus isostatisch reduzierten Schwerewerten die Geoidundulationen bestimmen kann, und es wird sich zeigen, daß die isostatischen Schwereanomalien noch immer das zuverlässigste Hilfsmittel hierfür sind.

I. Potential und Schwere auf dem Geoid, Geoidundulationen.
1. Koordinatenanfang sei der Erdmittelpunkt, ϱ sei der Radiusvektor, ϑ das Komplement der Breite, λ die Länge. Dann ist in jedem Punkte in oder außerhalb der Erde:

$$\left. \begin{aligned} \text{a) das Potential: } W &= \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{V_n(\varrho, \vartheta, \lambda)}{\varrho^{n+1}} + \varrho^n \cdot v_n(\varrho, \vartheta, \lambda) \right\} + \frac{1}{2} \omega^2 \varrho^2 \sin^2 \vartheta, \\ \text{b) die Schwere: } g &\approx - \frac{\partial W}{\partial \varrho} \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{n+1}{\varrho^{n+2}} V_n(\varrho, \vartheta, \lambda) - n \varrho^{n-1} \cdot v_n(\varrho, \vartheta, \lambda) \right\} - \omega^2 \varrho \sin^2 \vartheta \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Hierbei ist ω die Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation, V_n und v_n sind Laplace'sche Kugelfunktionen, deren $2n+1$ Koeffizienten von der Entfernung ϱ des Aufpunkts vom Erdmittelpunkt abhängen. V_n bezieht sich auf die „inneren“ Massen, v_n auf die „äußeren“ Massen. Innere und äußere Massen sind von der um den Erdmittelpunkt durch den Aufpunkt gelegten Kugelfläche getrennt. Im allgemeinen ist diese Trennung für jeden Aufpunkt eine andere.

2. Auf dem Geoid ist $W = C = \text{const}$, $R(\vartheta, \lambda)$ bezeichne den Radiusvektor des Geoids. Dann gilt für das Geoid

$$\left. \begin{aligned} \text{a) } W_R &= \sum_{n=0}^{\infty} \{ \mathfrak{B}_n(\vartheta, \lambda) + v_n(\vartheta, \lambda) \} + \frac{1}{2} \omega^2 R(\vartheta, \lambda)^2 \sin^2 \vartheta = C, \\ \text{b) } g_R &= \frac{1}{R(\vartheta, \lambda)} \left[\sum_{n=0}^{\infty} \{ (n+1) \mathfrak{B}_n(\vartheta, \lambda) - n v_n(\vartheta, \lambda) \} - \omega^2 R(\vartheta, \lambda)^2 \sin^2 \vartheta \right] \\ &\approx \frac{1}{R^0} \left[\sum_{n=0}^{\infty} \{ (n+1) \mathfrak{B}_n(\vartheta, \lambda) - n v_n(\vartheta, \lambda) \} - \omega^2 R(\vartheta, \lambda)^2 \sin^2 \vartheta \right] \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

wobei \mathfrak{B}_n und v_n Laplacesche Kugelfunktionen mit konstanten Koeffizienten bedeuten. R^0 ist ein Mittelwert von R .

3. Das Niveausphäroid $\varrho = r(\vartheta, \lambda)$ ist bestimmt durch $U = C$, wobei U durch das Zentrifugalkraftglied und die Glieder der Kugelfunktionenentwicklungen mit P_{00} und P_{20} gegeben ist.

$$U_r = \sum_{\substack{00 \\ 20}} \left\{ \frac{V_n(r, \vartheta, \lambda)}{r^{n+1}} + r^n \cdot v_n(r, \vartheta, \lambda) \right\} + \frac{1}{2} \omega^2 r(\vartheta, \lambda)^2 \sin^2 \vartheta = C \quad (3)$$

Auf dem Geoid ist natürlich U nicht konstant, dort ist

$$U_R = \sum_{\substack{00 \\ 20}} \{ \mathfrak{B}_n(\vartheta, \lambda) + v_n(\vartheta, \lambda) \} + \frac{1}{2} \omega^2 R(\vartheta, \lambda)^2 \sin^2 \vartheta \dots \dots \dots (4)$$

4. Unter Normalschwere sind die entsprechenden Glieder von g_R zu verstehen:

$$\gamma_R \approx \frac{1}{R^0} \left[\sum_{\substack{00 \\ 20}} \{ (n+1) \mathfrak{B}_n(\vartheta, \lambda) - n \cdot v_n(\vartheta, \lambda) \} - \omega^2 R(\vartheta, \lambda)^2 \sin^2 \vartheta \right] \quad (5)$$

5. Die Geoidundulation $R - r$ ist $\approx \frac{U_r - U_R}{\gamma^0} \approx \frac{W_R - U_R}{g^0}$:

$$R - r = \frac{1}{g^0} \sum_{n=0}^{\infty} \{ \mathfrak{B}_n(\vartheta, \lambda) + v_n(\vartheta, \lambda) \} \dots \dots \dots (6)$$

γ^0 und g^0 sind Mittelwerte von γ und g , und Σ^* bezeichnet die Summe über alle Glieder mit Ausschluß derer, die P_{00} und P_{20} enthalten.

6. Unter Schwereanomalie versteht man

$$g_R - \gamma_R = \frac{1}{R^0} \sum_{n=0}^{\infty} \{ (n+1) \mathfrak{B}_n(\vartheta, \lambda) - n v_n(\vartheta, \lambda) \} \dots \dots \dots (7)$$

7. Nun ergibt sich ein Zusammenhang zwischen Geoidundulation und Schwereanomalie. Wir setzen.

$$(n+1) \mathfrak{B}_n(\vartheta, \lambda) - n v_n(\vartheta, \lambda) = \mathfrak{F}_n(\vartheta, \lambda),$$

und damit wird

$$\left. \begin{array}{l} \text{a) } R - r = \frac{1}{g^0} \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{\mathfrak{F}_n(\vartheta, \lambda)}{n+1} + \frac{2n+1}{n+1} v_n(\vartheta, \lambda) \right\} \\ \text{b) } g_R - \gamma_R = \frac{1}{R^0} \sum_{n=0}^{\infty} \mathfrak{F}_n(\vartheta, \lambda), \\ \text{c) } \sum_{n=0}^{\infty} v_n(\vartheta, \lambda) = \text{Potential der äußeren Massen,} \end{array} \right\} \dots \dots \dots (8)$$

$$= \kappa \cdot \int_{\varrho' = R(\vartheta, \lambda)}^{\infty} \int_{\vartheta' = 0}^{\pi} \int_{\lambda' = 0}^{2\pi} \frac{\sigma'(\varrho', \vartheta', \lambda') \varrho' (\vartheta', \lambda')^2 \sin \vartheta' d\varrho' d\vartheta' d\lambda'}{\sqrt{R(\vartheta, \lambda)^2 + \varrho' (\vartheta', \lambda')^2 - 2 R(\vartheta, \lambda) \varrho' (\vartheta', \lambda') \cos(R, \varrho')}}.$$

Einfach ist die Beziehung, wenn keine äußeren Massen vorhanden sind:

$$\left. \begin{array}{l} \text{a) } R - r = \frac{1}{g^0} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\mathfrak{F}_n(\vartheta, \lambda)}{n+1}, \\ \text{b) } g_R - \gamma_R = \frac{1}{R^0} \sum_{n=0}^{\infty} \mathfrak{F}_n(\vartheta, \lambda) \end{array} \right\} \dots \dots \dots (8')$$

wobei $\mathfrak{F}_n(\vartheta, \lambda) = (n+1) \cdot \mathfrak{B}_n(\vartheta, \lambda)$

In diesem Falle können die Geoidundulationen unmittelbar aus der Kugelfunktionenentwicklung der Schwereanomalie berechnet werden.

Die Formeln (8) und (8') sind die Grundlage der folgenden Untersuchungen.

8. Der Geltungsbereich der einfachen Darstellung (8') kann mit hinreichender Genauigkeit vom Unendlichen bis zu der die Erdoberfläche einschließenden Niveaufläche angenommen werden, statt nur bis zu der Kugelfläche, die die Erdoberfläche gerade umhüllt.

Die Formeln (8') dürfen aber keinesfalls auf Punkte angewandt werden, die im Innern der Erdmasse liegen, da die Kugelfunktionen $\mathfrak{B}_n = V_n/R^{n+1}$ der Laplaceschen Gleichung $\Delta \mathfrak{B} = 0$ genügen, während für den Gravitationsanteil des Potentials im massenerfüllten Raum die Laplacesche Gleichung nicht gilt. Natürlich stellt die Reihe $\Sigma \mathfrak{B}_n$ auch in Punkten der Erdmasse ein Potential dar; und wenn man (8') auf die im Erdinnern verlaufenden Teile des Geoids anwendet, so betrachtet man auch eine Potentialfläche, jedoch nicht die der wirklichen Erdmasse, sondern die einer Masse, die ganz im Innern der Potentialfläche verteilt ist und auf ihr die gleiche Schwereverteilung erzeugt wie die wirkliche Erdmasse auf dem Geoid. Aber was man dann betrachtet, ist nicht das, was man sucht*).

9. Es gibt zwei verschiedene Wege, mit (8) oder (8') die Geoidundulationen zu bestimmen.

Entweder man reduziert die Schwerebeobachtungen in einer Weise, die einer Wegnahme der außerhalb vom Geoid gelegenen Massen entspricht oder diese Massen ins Innere verschiebt, und benutzt dann (8'). An sich ist es gleichgültig, welche Reduktion man hierfür wählt, wenn man nur imstande ist, ihre Wirkung auf die Gestalt des Geoids hinreichend genau zu bestimmen und rechnerisch zu beseitigen. In der Praxis kommen nur die isostatischen Reduktionen in Betracht, weil unter den masseverlagernden Reduktionen sie allein für alle Punkte der Erde ein wohldefiniertes Massensystem herstellen und ihre Wirkung auf die Gestalt der Niveaufläche — wie sich später zeigen wird — nicht allzu groß ist.

Oder aber, man reduziert die Schwerewerte so aufs Geoid, daß dabei keine Massenverschiebungen stattfinden, also die wirkliche Schwereverteilung auf dem Geoid erhalten wird (Reduktion von Prey), rechnet zunächst nach (8'), d. h. nach (8), ohne die zweite Summe in (8a) zu beachten, berechnet besonders den Wert dieser zweiten Summe und fügt sie den Ergebnissen als Korrektur zu.

Es fragt sich nun, welche Korrektur kleiner und sicherer zu berechnen ist, die an den aus isostatischen Anomalien bestimmten Undulationen wegen der Verlagerung des Geoids oder die Korrektur an den mittels (8') aus den nach Prey reduzierten Schwerewerten gefundenen Undulationen wegen Vernach-

*) Die Ausführungen Hopfners über den Konvergenzbereich der Reihe für das äußere Raumpotential (Gerlands Beitr. 25 und 27, 1930) enthalten den hier angedeuteten Trugschluß.

lässigung der zweiten Summe in (8a). Es wird sich zeigen, daß die zweite Korrektur auch nicht ohne Annahmen über die Massenordnung durchgeführt werden kann und etwa 4—5 mal so groß ist als die erste Korrektur, die allein von der angewandten Reduktion abhängt und nur dann nicht ausreicht, wenn von der Reduktion nicht alle außerhalb vom Geoid gelegenen Massen hinreichend genau erfaßt sind.

II. Die Verwendung isostatisch reduzierter Schwerewerte zur Bestimmung der Geoidundulationen. 1. Es ist nicht zulässig, die isostatischen Schwereanomalien einfach in die Formeln (8') einzusetzen. Durch die isostatische Reduktion wurde die Niveaufläche verschoben, und die auf dem Geoid liegenden reduzierten Schwerestationen liegen dann nicht mehr auf einer Niveaufläche.

A. Einwandfrei ist folgender Weg:

a) Es wird auf übliche Weise isostatisch reduziert. Hierbei werden die Schwerestationen auf das wirkliche Geoid gebracht, und dieses begrenzt die

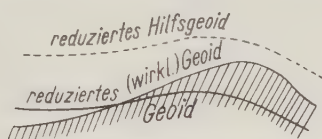


Fig. 1

Massen. Es ist nun nicht mehr Niveaufläche. Niveaufläche ist das „reduzierte Geoid“ (s. Fig. 1). Das wirkliche Geoid befindet sich um $+u$ über dem reduzierten Geoid. Man kann u berechnen (Fig. 3a, b).

b) Zunächst sollen die Undulationen des reduzierten Geoids bestimmt werden. Da noch Massen über dem reduzierten Geoid liegen, ist es nicht ohne weiteres statthaft, die Schwerestationen nach der Freiluftreduktion vom wirklichen Geoid auf das reduzierte Geoid zu bringen und die Schwerewerte in (8') einzusetzen. Um diese Schwierigkeit zu umgehen, werden die Schwerewerte auf das „reduzierte Hilfsgeoid“ gebracht. Das reduzierte Hilfsgeoid ist eine über dem reduzierten Geoid gelegene Niveaufläche, die das wirkliche Geoid einschließt. Sie kann wohl in etwa 100 m Höhe über dem reduzierten Geoid angenommen werden. Mit hinreichender Genauigkeit nimmt man das reduzierte Hilfsgeoid parallel zum reduzierten Geoid an, und auch der Schwereunterschied zwischen Stationen auf dem reduzierten Hilfsgeoid und den entsprechenden Stationen auf dem reduzierten Geoid kann mit hinreichender Genauigkeit konstant angenommen werden. Deshalb ist es in der Praxis auch zulässig, einfach die Schwerestationen vom wirklichen Geoid auf das reduzierte Geoid zu bringen und die Feinheiten mit dem reduzierten Hilfsgeoid zu vernachlässigen.

c) Nun werden nach den Formeln (8') die Undulationen des reduzierten Geoids, strenger gesagt: die nahezu gleich großen des reduzierten Hilfsgeoids, bestimmt.

d) Um von den Undulationen des reduzierten Geoids auf die des wirklichen Geoids zu kommen, sind einfach die Beträge u zu addieren. Das Überführen der Schwerestationen vom Geoid auf das reduzierte Geoid und das Addieren der Beträge u zu den Undulationen des reduzierten Geoids dürfen nicht vernachlässigt werden, solange man annehmen muß, daß die Undulationen des wirklichen Geoids nicht von wesentlich größerer Größenordnung sind.

B. Man kann auch zunächst die auf übliche Weise isostatisch reduzierten Schwereanomalien in die Formeln (8') einsetzen und den Fehler sodann durch Addieren einer Korrektur $K^{(is)}$ (Fig. 4a, b) beseitigen.

2. Ausgang für die Berechnung des Abstands u von wirklichem Geoid und reduziertem Geoid und der Korrektur $K^{(is)}$ ist die Entwicklung des Reliefs der Erdoberfläche nach Kugelfunktionen, die Prey in den Göttinger Abhandlungen (Math.-Phys. Kl., Bd. XI, S. 1, 1922) gegeben hat. Ist

$$\sum_{n=0}^{\infty} l_n(\vartheta, \lambda) \text{ die Entwicklung der Lithosphäre,}$$

$$\sum_{n=0}^{\infty} m_n(\vartheta, \lambda) \text{ die Entwicklung des Meeresbodens,}$$

so ergibt die Rechnung hinreichend genau für den Fall Prattischer Isostasie (Ausgleichstiefe 120 km):

$$u = \sum_{n=0}^{\infty (*)} u_n = 0.0153 \cdot \sum_{n=0}^{\infty (*)} \left\{ \frac{n+2}{n+1} (1 - 0.0078(n+1)) (l_n(\vartheta, \lambda) - \frac{1}{3} m_n(\vartheta, \lambda)) \right\},$$

und allgemein:

$$K^{(is)} = \sum_{n=0}^{\infty (*)} \left(1 + \frac{2}{n+1} \right) \cdot u_n.$$

Für die ersten fünf Kugelfunktionen wurde die Entwicklung durchgerechnet, um einen Eindruck von der Größenordnung zu geben. Fig. 2 gibt das Relief der Lithosphäre, soweit es von den ersten fünf Kugelfunktionen der Preyschen Entwicklung erfaßt wird, Fig. 3a, b die entsprechende Verteilung von u , Fig. 4a, b die Verteilung von $K^{(is)}$.

Die Fig. a bringen die Summen über alle Kugelfunktionen bis zur 5. Ordnung, in den Fig. b sind die dem Niveausphäroid entsprechenden Glieder mit P_{00} und P_{20} weggelassen. Diese Darstellung ist zweckmäßig, wenn nur die eigentlichen Undulationen interessieren und es auf die Feinheiten der Gestalt der normalen Bezugsfläche nicht genau ankommt.

3. Nimmt man an, daß in dem isostatischen Aufbau der Erdkruste die bedeutendsten Massenunregelmäßigkeiten erfaßt sind, so stellt u den Verlauf des

Geoids dar. Deshalb kann man auch u als „isostatische Geoidundulation“ bezeichnen. Solange man Grund hat, an der Hypothese vom isostatischen Aufbau der Erdkruste festzuhalten, darf man annehmen, daß die in Fig. 3 a, b dargestellte Verteilung von u im wesentlichen die Gestalt des Geoids wiedergibt und die Geoidundulationen keine erheblich größeren Beträge erreichen. Einzelne besonders unregelmäßig gestaltete Teile der Erdrinde, z. B. das Himalayagebirge und die Tiefseerinnen, müssen für sich untersucht werden. Eine einfache Abschätzung läßt erkennen, daß die höheren Glieder der isostatischen Geoidundulationen noch nicht 2% der entsprechenden Berge und Täler der Erdoberfläche erreichen.

4. Die unter 1 A und B angegebene Verfahren führt natürlich nur dann zum Ziel, wenn durch die isostatische Reduktion wirklich die außerhalb des Geoids

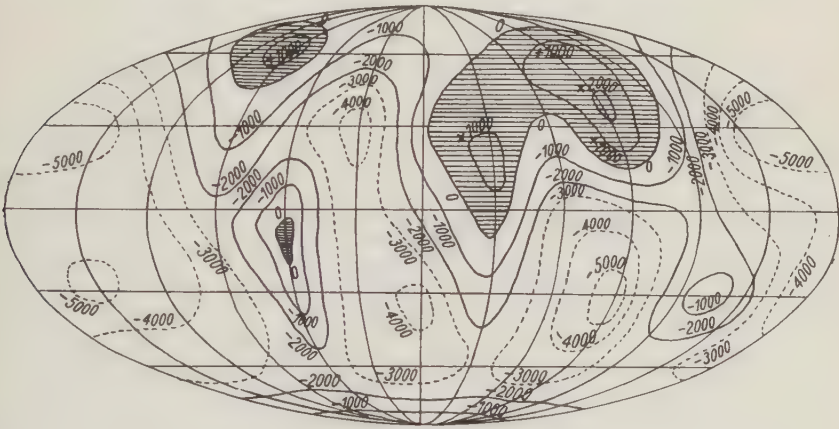


Fig. 2

liegenden Massen nach innen verlegt werden, wenn nicht durch versehentliche Annahme zu kleiner Dichte ein Rest bleibt oder durch Annahme zu großer Dichte negative Massen in störendem Maße erzeugt werden. Die Annahmen über die Tiefe der Ausgleichsfläche haben keinen Einfluß auf das endgültige Resultat, solange nicht die Annahme einer sehr kleinen Ausgleichstiefe die Anwendbarkeit der üblichen Formeln der Niveaureduktion in Frage stellt.

III. Das von Hopfner vorgeschlagene Verfahren. 1. Hopfner schlägt vor, nach Prey zu reduzieren und die Formeln (8') zu benutzen*). Da bei der Reduktion nach Prey die Schwerstation auf das Geoid verlegt und keine Masse verschoben wird, wird zwar das Geoid nicht verlagert, wie bei der isostatischen Reduktion, aber dafür bleiben die Massen außerhalb des Geoids

*) Gerlands Beitr. 19, 402—405, 1928; 20, 55—58, 1928.

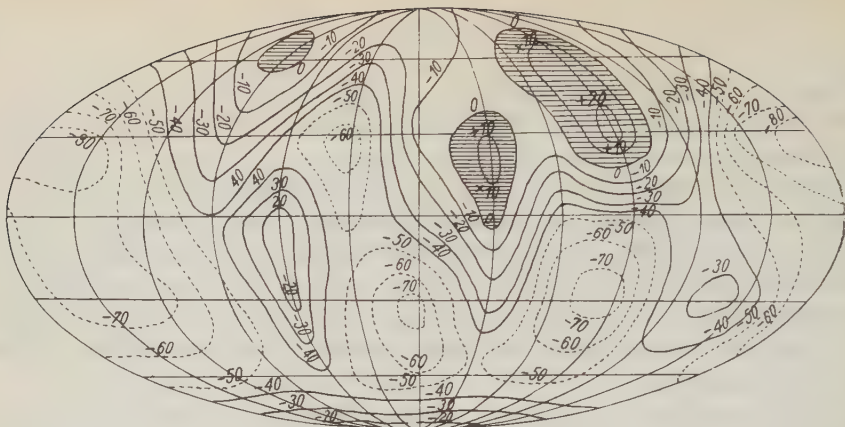


Fig. 3a

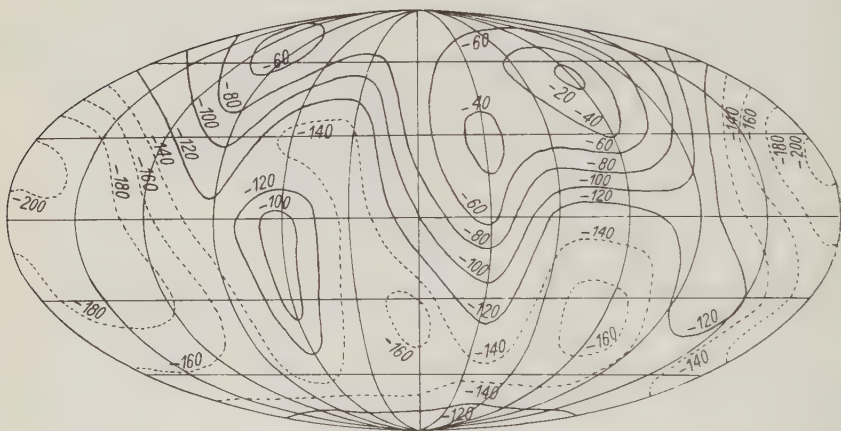


Fig. 4a

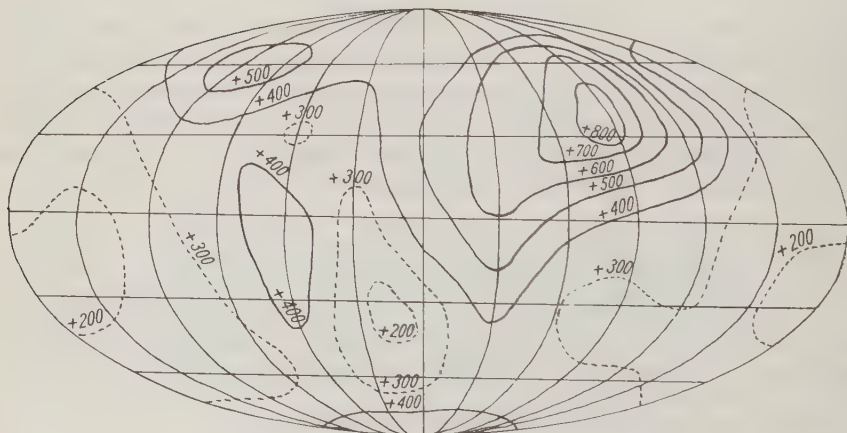


Fig. 5a

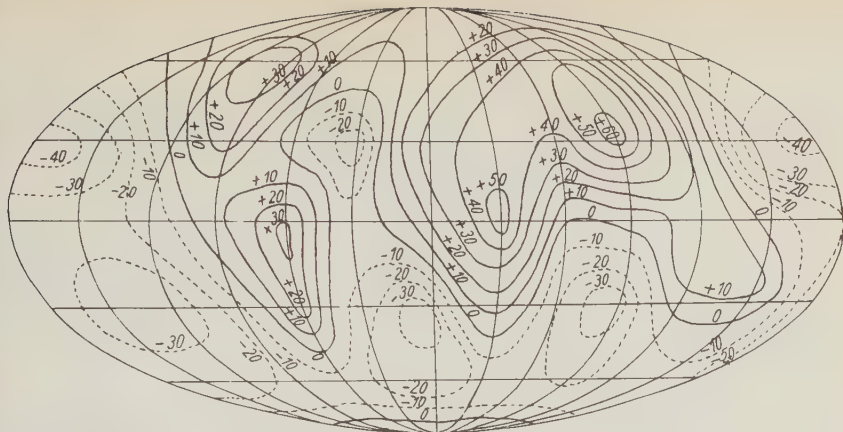


Fig. 3 b

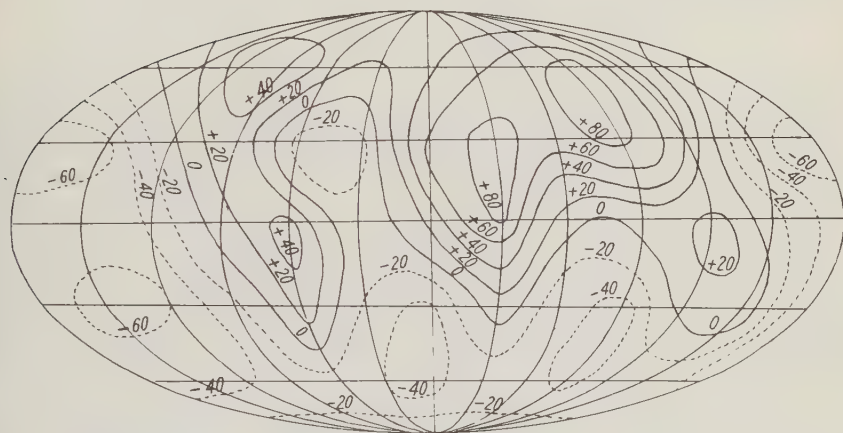


Fig 4 b

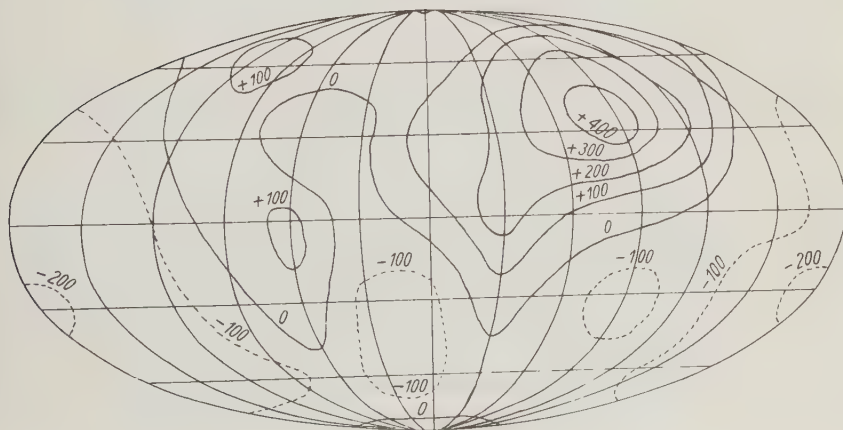


Fig. 5 b

liegen, und die Anwendung der Formeln (8'), d. h. die Vernachlässigung der zweiten Summe in (8a), ist nicht zulässig. Als Ergänzung ist also die Korrektur

$$K^{(H)} = \frac{1}{g^0} \cdot \sum_{n=0}^{\infty (*)} \frac{2n+1}{n+1} v_n(\vartheta, \lambda)$$

zu berechnen und den nach Hopfner bestimmten Geoidundulationen zuzufügen.

2. Hierbei muß man Annahmen über die Lagerung der Massen oberhalb des Geoids machen. So wird das Verfahren ebensowenig „hypothesenfrei“ wie die unter II beschriebenen isostatischen Verfahren.

3. Man benutzt wieder als Ausgang die Entwicklung der Erdoberfläche nach Prey. Die Rechnung ergibt unter der Annahme konstanter Dichte ($\sigma = 3$) in der Erdkruste (bei isostatischer Dichte ist das Ergebnis nicht wesentlich anders):

$$K^{(H)} = 1,63 \sum_{n=0}^{\infty (*)} \frac{1}{n+1} \{l_n(\vartheta, \lambda) - m_n(\vartheta, \lambda)\}.$$

Fig. 5a bringt die Verteilung dieser Korrektur nach der Entwicklung bis zur fünften Kugelfunktion, Fig. 5b die gleiche Entwicklung, bei der die Glieder mit P_{00} und P_{20} die der Abplattung und dem mittleren Erdradius entsprechen, weggelassen sind.

4. Ein Vergleich der extremen Werte in den Darstellungen der Fig. 4 und 5 zeigt eindrucksvoll, daß die Korrektur an dem Hopfnerschen Verfahren etwa das 4—5-fache der Korrektur beträgt, die man nach unmittelbarer Benutzung isostatischer Anomalien anbringen muß. Demnach dürfte das isostatische Verfahren vorzuziehen sein.

5. Die Darstellungen 4a, b können natürlich nur die Größenordnung und die ungefähre Verteilung der Korrektur $K^{(H)}$ geben. Die auffallend großen Unterschiede in Ozeangebieten werden durch Hinzunahme höherer Glieder stark abgeschwächt, während die Kontinente sich noch ausgesprochener hervorheben.

IV. Schlußbemerkung. Besonders interessieren in letzter Zeit zwei Probleme, das der Elliptizität des Äquators und das der von Vening Meinesz gemessenen Überschwere nach isostatischer Reduktion.

Die isostatischen Undulationen erreichen bei weitem nicht den Betrag der Differenz der Äquatorhauptachsen. Die aus dem Gliede mit P_{22} der Entwicklung von u folgenden Hauptachsen des dreiaxigen Ellipsoids liegen vertauscht in denselben Längen wie die der Ellipsen nach Helmert, Berroth und Heiskanen, haben aber nur eine Differenz von 2.11 m. Wie das entsprechende Glied der Entwicklung von $K^{(is)}$ zeigt, kann man als bloße Folge der isostatischen Reduktion nur eine Ellipse von nicht vertauschter Achsenlage und einer Hauptachsendifferenz von 2.19 m erklären, während das 7—17-fache zu erklären ist. Es ist nicht möglich, die isostatischen Reduktionen für die

Elliptizität des Äquators verantwortlich zu machen, mag man diese nun für reell halten oder nach anderen Ursachen suchen.

Dagegen gelingt es sehr wohl, mit den isostatischen Undulationen und dem Term von Bruns die isostatische Überschwere auf den Ozeanen (Atlantik + 38, Pazifik östlich Honolulu + 19, Pazifik westlich Honolulu + 16 Milligal) annähernd zu beseitigen oder stark zu verkleinern.

Potsdam, Geodätisches Institut, November 1930.

Bemerkung zu der Arbeit „Über die Bestimmung der Geoidundulationen von Karl Jung S.81“

Von F. Hopfner

„Es steht außer aller Frage, daß das Potential in den Punkten des Geoids (Niveaufläche in Meereshöhe), wo dieses innerhalb des Erdkörpers verläuft, durch die Summe zweier Potentiale, nämlich eines äußeren und inneren Potentials, dargestellt werden kann. Wenn also gegen die Formeln des Herrn Jung von diesem Gesichtspunkt aus gewiß nichts einzuwenden ist, so darf doch bezweifelt werden, daß bei der numerischen Anwendung der Formeln isostatisch reduzierte Schwerkraftwerte angewendet werden dürfen, da es einigermaßen fraglich ist, ob durch ein Korrektiv im Nachhinein jene Folgeerscheinungen aufgehoben werden können, die nun einmal die isostatischen Reduktionsverfahren im Gefolge haben. Meines Erachtens hätte Herr Jung besser daran getan, Schwerkraftwerte zu verwenden, die nach dem Verfahren von Prey reduziert worden sind.

Indessen gibt sich Herr Jung einem Irrtum hin, wenn er die Meinung vertritt, daß jene Entwicklung des Raumpotentials nach Kugelfunktionen, die meinem Verfahren zugrunde liegt, überall im Raume nur die Laplacesche Gleichung erfüllt; mit anderen Worten, daß jene Entwicklung die Poissonsche Gleichung nicht erfüllt, wenn der Aufpunkt im Innern der einfach zusammenhängenden Masse liegt. Ich vermute, daß Herr Jung eine zweimalige gliedweise Differentiation der Reihe auch dann für erlaubt hält, wenn der Aufpunkt im Innern der Masse liegt. Das ist deshalb ein Irrtum, weil durch die zweimalige gliedweise Differentiation der Reihe nicht die zweite Ableitung des Potentials im Innern der Masse erhalten wird. Ich habe bereits vor einiger Zeit bei Gerlands Beiträgen zur Geophysik eine Abhandlung eingereicht, die diese Frage erschöpfend behandelt. Da somit Herr Jung von einer unrichtigen Behauptung ausgeht, sind die daran geknüpften Folgerungen unbegründet.“

Zu der vorstehenden Bemerkung des Herrn F. Hopfner

Von **K. Jung**

Die Darstellung des Potentials im massenfreien Raum und im massenerfüllten Raum zwischen Oberfläche und Geoid durch die Reihe $\sum \frac{V_n}{\varrho^{n+1}}$ des Außenraumpotentials zusammen mit der Darstellung der Schwere in den gleichen Räumen durch die Reihe $\sum (n+1) \frac{V_n}{\varrho^{n+2}}$ ist ein Ausdruck dafür, daß man das Potential in beiden Gebieten von ein und derselben, ganz innerhalb vom Geoid verteilten Massenordnung hervorgerufen denken kann. Ganz abgesehen von der mathematischen Darstellungsweise ist dies in Wirklichkeit aus physikalischen Gründen nicht ohne weiteres möglich, schon wegen des Sprunges des vertikalen Schweregradienten an der Oberfläche der wirklichen Erdmasse. Jedoch erhebt sich die Frage, wie weit die mathematische Darstellung des Außenraumpotentials mit genügender Annäherung auch auf den massenerfüllten Raum ausgedehnt werden darf. Eine Entscheidung kann wohl nur die Berechnung der zweiten Summe in Formel (8a) oder der Korrektur $K^{(H)}$ bringen. Das Ergebnis (Fig. 5a, b) scheint gegen die Verwendung der Reihe des Außenraumpotentials im Massenraum zu sprechen.

Beobachtungen über die Helligkeitsschwankungen des aschgrauen Mondlichtes

Von **Hans Grimm, Tabarz (Thüringer Wald)**

Es wird über die bisherige, das aschgraue Mondlicht betreffende Beobachtungstätigkeit berichtet und angedeutet, wie sich die zukünftige Beobachtungstätigkeit und die Auswertung der Ergebnisse gestalten soll.

In Verfolgung der von S. Skreb vom geophysikalischen Institut Zagreb gegebenen Anregung¹⁾ habe ich in der Zeitschrift für angewandte Meteorologie „Das Wetter“ **46** (1929), Heft 1, S. 27 einige gelegentlich gemachte Notizen aus den Jahren 1927 und 1928 über die Helligkeit des aschgrauen Mondlichtes („lunae lumen cinereum“) mitgeteilt und danach systematische Beobachtungen begonnen. Für diese wurde die von Plassmann bereits vor längerer Zeit angegebene²⁾ Skala benutzt. Diese schreitet in zehn Helligkeitsstufen (Sichtbarkeits-graden)

von bestimmter Unsichtbarkeit bis zum höchsten Glanze der Erscheinung fort, wobei nach der Berechnung von B. Sticker³⁾ auf Grund der Messungen von Danjon⁴⁾ ein Sichtbarkeitsgrad gleich 0,37 astrophotometrischen Einheiten ist. Sie lautet:

Bezeichnung	Sichtbarkeitsgrad
Bestimmt unsichtbar	1
Kaum sichtbar	2
Mit Mühe sichtbar	3
Bestimmt sichtbar	4
Ziemlich gut sichtbar	5
Gut sichtbar	6
Sehr gut sichtbar	7
Bequem sichtbar	8
Hell	9
Auffallend hell	10

Die Ergebnisse der Schätzungen vom Jahre 1929 nebst Hinweisen auf das von Plassmann aus den Jahren 1882 bis 1924 vorgelegte Material⁵⁾ und auf weitere hierhergehörige Literaturstellen sind in der Zeitschrift für angewandte Meteorologie **47** (1930), Heft 2, S. 50 bis 55, nebst Berichtigung in Heft 3, S. 96, veröffentlicht worden*).

Inzwischen hat das Kuratorium des Sonnblick-Vereins eine Subvention für objektive photometrische Messungen zugesichert, die auf einem der beiden Hochgebirgsobservatorien des Vereins ausgeführt werden sollen [wahrscheinlich auf dem Obiobservatorium (2140 m), doch ist die Entscheidung Obir oder Sonnblick (3106 m) noch nicht gefallen]. Ich spreche auch an dieser Stelle dem Kuratorium des Sonnblick-Vereins meinen Dank aus. Herr Dr. Hopmann von der Universitätssternwarte Bonn hatte die Freundlichkeit, Konstruktionsskizzen und -angaben für den Bau eines geeigneten Flächenphotometers zu liefern, denen vielfältige Erfahrungen während der letzten 10 Jahre zugrunde liegen.

Auf meine Anregung hin werden demnächst an der geoptischen Station von I. I. Tichanowsky zu Simferopol und an dem Observatorium des Collegio Seraphico zu Rio Negro im Staate Paraná, Brasilien, von P. Chrysostomus Adams Beobachtungen begonnen, vorerst Schätzungen nach der Plassmannschen Skala, natürlich ist es wünschenswert, sie mittels gelegentlicher photometrischer Messungen zu kontrollieren und an die eigenen Schätzungen anzuschließen. Die Beteiligung weiterer Stationen, insbesondere einer ostasiatischen Station, ist sehr erwünscht. Überhaupt wird die Sammlung eines möglichst umfangreichen Beobachtungsmaterials angestrebt.

Herr Prof. Plassmann stellte die seiner Veröffentlichung [5]) zugrunde liegenden Notizen und weitere aus den Jahren 1926 bis 1929 zur Verfügung

*) Anm. b. d. Korr.: Die Ergebnisse der Schätzungen vom Jahre 1930 werden in einem der ersten Hefte der Zeitschr. f. angew. Met. **48** (1931) erscheinen.

und sicherte die Übersendung des zur Ergänzung bis in die letzte Zeit benötigten Materials zu. Es sei hier nochmals an andere Beobachter die Bitte ausgesprochen, ihre Notizen zu veröffentlichen oder brieflich mitzuteilen. Die Zusammenhänge zwischen der Helligkeit des aschgrauen Mondlichtes und den zu jeder den Sichtbarkeitsgrad betreffenden Notiz niedergeschriebenen oder berechneten Daten [Datum, Zeit, Mondhöhe, Sonnentiefe, Phase (Elongation), geographische Lage und Höhe des Beobachtungsortes, Luftdruckverteilung auf der betreffenden Erdhälfte usw.] sollen mit Hilfe des von L. W. Pollak für die Zwecke der Verrechnung geophysikalischen Zahlenmaterials vorgeschlagenen und mehrfach mit Erfolg benutzten Lochkartenverfahrens⁶⁾ untersucht werden. Herr Professor Dr. Pollak hat sich bereit erklärt, ein für die Darstellung der fraglichen Daten auf Lochkarten geeignetes Schema auszuarbeiten. Die Auswertung der Lochkarten wird in Erfüllung einer seinerzeit in der Meteorologischen Zeitschrift gegebenen Erklärung im tschechoslowakischen Statistischen Staatsamt zu Prag geschehen.

Literatur

¹⁾ S. Škreb: Das aschfarbige Mondlicht.. Meteorol. Zeitschr. 1927, H. 10, S. 393. Hierzu Bemerkungen von E. van Everdingen (ebenda 1928, S. 25) und A. von Böhm (ebenda 1928, S. 106/107).

²⁾ G. v. Neumayer: Anleitung zu naturwissenschaftlichen Beobachtungen auf Reisen, 3. Aufl., Hannover 1906, I, S. 682/683.

³⁾ B. Sticker: Photometrische Untersuchungen über das aschgraue Mondlicht. „Himmelswelt“ (Mitteilungen der Vereinigung von Freunden der Astronomie und kosmischen Physik) **39**, H. 6/7, S. 189/193 (1929).

⁴⁾ A. Danjon: Recherches de photométrie astronomique. Ann. de l'obs. de Strassbourg II, 1.

⁵⁾ J. Plassmann: Studien über das aschgraue Mondlicht. „Himmelswelt“ **34**, H. 7/8, S. 95/103; Ann. d. Hydrographie 1924, Dezemberheft.

⁶⁾ L. W. Pollak: Die Rationalisierung und Mechanisierung der Verwaltung und Verrechnung geophysikalischen Zahlenmaterials. Das Lochkartenverfahren. Naturwiss. **18**, H. 16, S. 343/349 (1930); Zeitschr. f. Geophys. **5**, H. 8, S. 410/412 (1929).

Vorträge, gehalten auf der 9. Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft,

Potsdam, 11. bis 14. September 1930

Ein statischer Schwerkraftsmesser

(Vorläufige Mitteilung)

Von **H. Haalek**, Potsdam — (Mit 4 Abbildungen)

Das Bestreben, die schwierige und umständliche dynamische Methode der Pendelmessungen durch rationellere Verfahren der Schwerkraftmessungen zu ersetzen, ist ebenso alt wie die Erkenntnis, welche Bedeutung die Kenntnis der Schwerkraftunterschiede auf der Erdoberfläche für die Erforschung der Erdkruste besitzt. Besonders in der neueren Zeit ist das Problem der Entwicklung eines auf einem statischen Prinzip beruhenden Schweremessers wegen seiner großen Bedeutung für die Fragen der Geophysik, der höheren Geodäsie, der Geologie und des praktischen Bergbaues oft erörtert worden. Es sind auch schon häufig praktische Versuche unternommen worden, ein solches Instrument zu konstruieren, die aber bis jetzt noch erfolglos geblieben sind. Im folgenden werden die Versuchsergebnisse mit einem statischen Schweremesser mitgeteilt, welcher vom Verf. im Laufe der letzten Jahre entwickelt wurde.

Von den verschiedenen Prinzipien, auf Grund deren die Konstruktion eines statischen Schweremessers möglich sein kann, erschien mir das bekannte Prinzip am aussichtsreichsten, die Schwereänderung durch die Änderung der Höhe h einer Quecksilbersäule zu messen, die durch den Druck p einer abgeschlossenen Gasmasse v im Gleichgewicht gehalten wird; es ist dann:

$$p = h \sigma g,$$

wo g die Schwerkraft, σ die Dichte des Quecksilbers bedeuten. Für differentielle Änderungen gilt:

$$\frac{dp}{p} = -\frac{dv}{v} + \alpha dt = \frac{dh}{h} + \frac{d\sigma}{\sigma} + \frac{dg}{g} \quad \cdot \cdot \quad (1)$$

wo α den Ausdehnungskoeffizienten der Gase, dt die Temperaturänderung bedeutet.

Es ergibt sich aus dieser Gleichung, daß etwa eine Genauigkeit von 10^{-6} in der Messung von dh/h erforderlich ist, um noch ein Milligal Schwerkraftsänderung beobachten zu können. Um das zu erreichen, kann man das Quecksilbergeläß so an einem oder auch an beiden Enden erweitern, daß man eine möglichst große Oberfläche F des Quecksilbers erhält. Bringt man jetzt eine leichte Flüssigkeit über die Quecksilbermasse, welche bis in eine Kapillare vom Querschnitt q reicht, so hat eine Höhenänderung dh des Quecksilberspiegels eine Verschiebung des

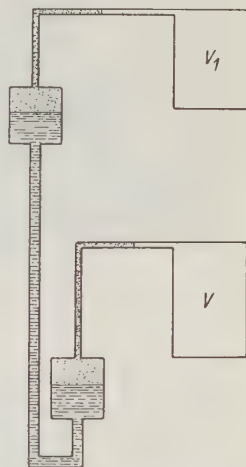


Fig. 1. Prinzip des statischen Schweremessers

Flüssigkeitsmeniskus um $dh \frac{F}{q}$ zur Folge. Diese Methode zur Erreichung der nötigen Vergrößerung wurde bereits von William Siemens 1876 bei seinen Versuchen mit dem sogenannten Bathometer*) angewandt. Die Frage der Empfindlichkeit bietet also bei der Konstruktion des statischen Schwere-

messers keine Schwierigkeiten, da sie nur von den Dimensionen abhängt und nach Belieben gesteigert werden kann.

Betrachten wir den Einfluß der Temperaturänderung auf die Messungen, so ergibt sich aus der obigen Gleichung (1), daß eine Temperaturänderung um

$$dt = \left(0.000\,293 + 293 \frac{dv}{v} \right) ^\circ\text{C}$$

(also etwa von der Größenordnung von 0.001°C) einen Ausschlag des Meniskus hervorruft, der einem Milligal Schwereänderung entsprechen würde. Diese Tatsache läßt die ganze Schwierigkeit des Problems erkennen: Es muß auf den ersten Blick als technisch unmöglich erscheinen, eine derartige Temperaturkonstanz zu erzielen bzw. die Temperatur mit einer solchen Genauigkeit zu messen oder eine hinreichend genaue Temperaturkompensation zu konstruieren. In gleichem Maße erschwerend kommt noch hinzu, daß nicht nur die Temperaturänderung an sich einen so großen Einfluß aus-

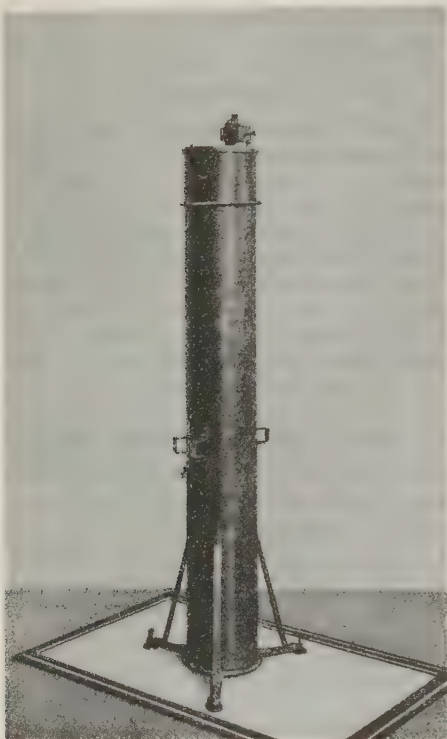


Fig. 2.

Gesamtansicht des statischen Schweremessers

übt, sondern daß auch jede noch so geringe Temperaturungleichheit, die sich niemals völlig ausschalten läßt, sich stark bemerkbar machen muß und fortwährende unregelmäßige Verschiebungen der Flüssigkeitsmenisken zur Folge hat: außerdem ist es mit Hilfe von Meßinstrumenten nicht möglich, auch wirklich die Temperatur des Gases v mit der nötigen Genauigkeit zu erhalten. Die Frage der Entwicklung eines auf dem barometrischen Prinzip beruhenden statischen Schwerekraftmessers ist daher lediglich ein wärmetechnisches Problem.

*) William Siemens: Der Bathometer. Berlin 1878.

Theoretische Überlegungen gaben mir die Überzeugung, daß doch eine Lösung dieser Aufgabe möglich sein müßte auf Grund einer Temperaturkompensation nach folgendem Prinzip: Der Raum v wird sehr groß gemacht und in möglichst viele Einzelräume unterteilt; dasselbe erfolgt mit dem Raum v_1 . Die Teilräume von v_1 bzw. v werden einzeln ineinander geschachtelt, wobei das Material und die Dimensionen so gewählt werden, daß infolge der verschiedenen Ausdehnung des Materials die Teilräume von v bzw. v_1 sich derart in der Größe ändern, daß der Temperatureinfluß gerade kompensiert wird. Diese Temperaturkompensation wird bei jedem einzelnen ineinander geschachtelten Teilraumpaar für sich durchgeführt. Das hat folgende Vorteile: Zunächst werden Temperaturungleichheiten sich nicht so störend bemerkbar machen, da die kleinen Teilräume in sich viel schneller und besser Temperaturgleichheit erreichen, außerdem ein Fehler nur prozentual zum Gesamtraum eingeht. Sodann wird, da nur das Mittel aus der Wirkung sämtlicher Teilräume in die Messungen eingeht, sich eine um so größere Sicherheit der Temperaturkompensation ergeben, je größer die Zahl der Einzelräume ist. Auf diese Weise kann auch die Sicherheit der Kompensation des Temperatureinflusses mit den Dimensionen des Instruments gesteigert werden.

Fig. 2 zeigt die Ansicht des ersten gebauten Versuchsinstrumentes, mit welchem praktische Messungen ausgeführt werden konnten; es besitzt eine Höhe von etwa 160 cm, ein Gesamtgewicht von 40 bis 45 kg. Die Grundgleichung für die Ablesungen ist:

$$dg = C_1 (dx' - dx) + C_2 dt. \quad (2)$$

Hierin bedeuten dx' die Verschiebung des unteren, dx diejenige des oberen Meniskus, C_1 und C_2 die sich aus den Dimensionen des Instruments ergebenden Apparatkonstanten.

Der Skalenwert C_1 ergibt sich rechnerisch aus den Dimensionen des Instruments zu

$$C_1 = 0.0175 \text{ bis } 0.0187.$$

Es gibt aber noch einen einfachen Weg, um den Skalenwert C_1 auch experimentell zu ermitteln, nämlich durch Neigung des Instruments; es ist dann bei konstanter Temperatur:

$$dg = g (\cos \delta - 1) = C_1 (dx' - dx) \quad (3)$$

wo δ den Winkel bedeutet, um welchen das Instrument aus der Vertikalen heraus geneigt wird. Die Neigung des Instruments erfolgt mit Hilfe der drei Fußschrauben jedesmal nach beiden Seiten (10 Umdrehungen = 82' Neigung):

Fußschraube	δ	x'	x	dx'	dx	$dx' - dx$
I	0	8.4	1.5			
	+ 82'	1.5	8.25	— 7.0	+ 6.8	— 13.8
	0	8.5	1.35			
	— 82'	0.2	9.5	— 8.4	+ 8.2	— 16.6
	0	8.7	1.2			

Fußschraube	δ	x'	x	dx'	dx	$dx' - dx$
II	0	8.9	1.1			
	+ 82'	1.9	8.05	— 7.0	+ 6.95	— 13.95
	0	8.9	1.1			
	— 82'	0.5	9.5	— 8.4	+ 8.35	— 16.75
	0	8.9	1.2			
III	0	9.1	0.9			
	+ 82'	1.7	8.2	— 7.55	+ 7.45	— 15.0
	0	9.4	0.6			
	— 82'	1.35	8.6	— 8.1	+ 8.0	— 16.1
	0	9.5	0.6			

Aus der obigen Gleichung folgt für hinreichend kleine Neigungen:

$$C_1 = - \frac{g \cdot \delta^2}{2(dx' - dx)} \dots \dots \dots (3a)$$

Da die Libellen nur relativ und nicht absolut die vertikale Stellung des Apparats angeben, muß die Berechnung von C_1 wie folgt geschehen:

Bedeutet δ_1 die jeweilige Neigung nach der einen, δ_2 diejenige nach der anderen Seite — entsprechend die Ausschläge $(dx' - dx)_1$ bzw. $(dx' - dx)_2$ —, so folgt aus Gleichung (3a):

$$\delta_1 = \delta_2 \sqrt{\frac{(dx' - dx)_1}{(dx' - dx)_2}},$$

außerdem ist:

$$\delta_1 + \delta_2 = 164'.$$

Daraus ergibt sich mit den angegebenen Werten:

	δ_1	δ_2
I	78.2'	85.8'
II	78.2	85.8
III	80.8	83.2

und der Skalenwert nach Gleichung (3a):

	C_1	
I	0.0184	0.0185
II	0.0182	0.0183
III	0.0181	0.0186

$$\text{Mittel: } C_1 = 0.01835 \pm 0.00008.$$

Der experimentell ermittelte Skalenwert stimmt also mit dem rechnerisch aus den Dimensionen des Apparats gefundenen Wert sehr gut überein. Ein Millimeter Ausschlag eines Meniskus entspricht demnach einer Schwerkraftsänderung von 1.88 Milligal.

Die größte Unsicherheit haftet naturgemäß dem Temperaturglied $C_2 \cdot dt$ an. Wäre überhaupt keine Temperaturkompensation vorhanden, so wäre C_2 etwa gleich 3 bis 4, d. h. 1° C Temperaturänderung würde einer Schwereänderung von 8000 bis 4000 Milligal entsprechen; ist die Temperaturkompensation eine vollkommene, so müßte $C_2 = 0$ sein. Es ist aber sehr schwierig, die Temperaturkompensation vollständig auszuführen oder Temperaturungleichheiten im Instru-

ment vollkommen zu vermeiden. Jedoch ist es, wie die folgenden Messungsreihen zeigen, praktisch in weitgehendstem Maße geglückt:

Das Instrument war aufgestellt im großen Instrumentensaal des geodätischen Instituts ohne besonderen Temperaturschutz und blieb während reichlich einer Woche stehen, wobei täglich Ablesungen vorgenommen wurden. Die ausgezogene Kurve (Fig. 3) zeigt den Verlauf der Einstellung (in Milligal), die gestrichelte den Verlauf der Temperatur, und zwar derjenigen der umgebenden Luft, die natürlich nicht mit derjenigen im Innern des Instruments gleichzusetzen ist, besonders nicht bei Temperaturänderungen. Die Temperaturunterschiede waren naturgemäß zwischen Tag und Nacht erheblich größer, und besonders in den Morgenstunden

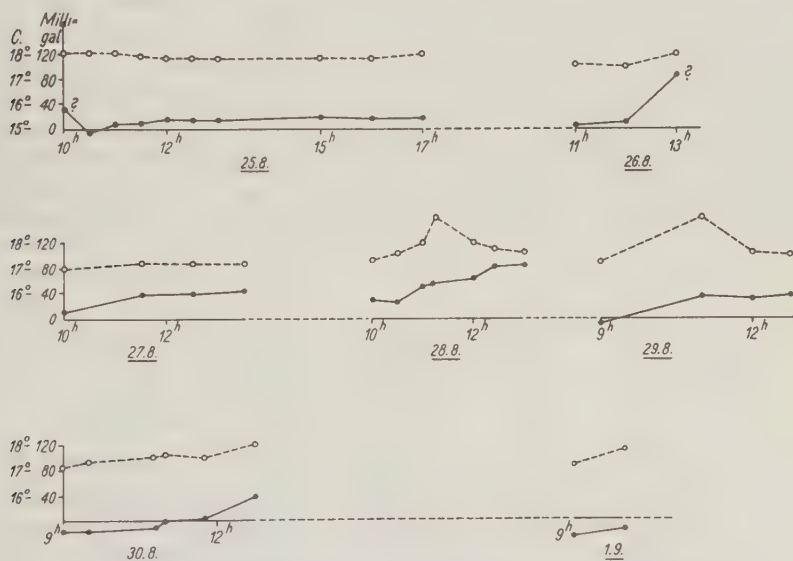


Fig. 3. Einfluß der Temperaturänderungen auf die Einstellung

fanden stärkere Temperaturänderungen statt, als die Kurve sie anzeigt. Die erste Messung am 25. August fällt heraus, weil das Instrument gerade neu eingestellt worden war, die Messung am 26. August um 13 Uhr ebenfalls, weil das Instrument oben geöffnet und Besuchern gezeigt worden war. Sonst sind keine herausfallenden Werte vorhanden. Die Messungen lassen erkennen, daß die Einstellung nur noch in sehr geringem Maße von der Temperatur abhängig ist; die Abweichungen vom Mittelwert sind nur klein, besonders eben im Hinblick darauf, daß ohne Temperaturkompensation ein Grad Temperaturänderung einem Schwereunterschied von etwa 3000 bis 4000 Milligal entsprechen würde. Bei dem gebauten Versuchsinstrument beträgt diese nur noch höchstens 20 bis 40 Milligal, und zwar ist, da bei steigender Temperatur die Ablesung zunimmt, während ohne Temperaturkompensation das Umgekehrte der Fall sein muß, die Temperatur schon etwas überkompen-

siert. Es liegt nahe, den Faktor C_2 experimentell zu bestimmen und das Glied $C_2 \cdot dt$ als Korrektionsglied zu berücksichtigen; doch erscheint dies als ziemlich unsicher, da bei jeder Temperaturänderung Ungleichheiten entstehen, die unkontrollierbar bleiben, und man nicht genau wissen kann, ob die Temperatur, die man bei der Rechnung einsetzt, auch wirklich der Temperatur der Einzelräume entspricht. Vielmehr ist es ratsamer, das Temperaturglied $C_2 \cdot dt$ hinreichend klein zu halten, dadurch, daß der Schweremesser von einem auf konstanter Temperatur gehaltenen Raum umgeben wird, was sich technisch mit Hilfe eines Temperaturreglers wohl bis auf Schwankungen von etwa $1/4$ bis $1/10^\circ \text{C}$ erreichen läßt.

Es sind dann noch weitere Versuche mit dem Instrument ausgeführt worden, zunächst um die Transportfähigkeit des Apparats zu prüfen. Der Schwerkraftsmesser wurde hin und her gestellt, die Treppen im Institut hinauf und hinunter getragen usw. Dabei entstehen in den Kapillaren infolge der Erschütterungen Blasen, die aber mit Hilfe einer besonderen Verstellvorrichtung beseitigt werden können. Es ergaben sich bei den Messungen nach den Transporten Unterschiede in der Einstellung, die selten einen Betrag von 10 Milligal überstiegen. Ein Beispiel einer solchen Messungsreihe an einem Punkte nach jedesmaligem Transport des Instruments zeigt folgende Tabelle (29. September 1930):

x'	x	dx'	dx	18.3 ($dx' - dx$) (in Milligal)
4.25	5.75	0	0	0
4.35	5.65	- 0.1	+ 0.1	- 4
4.4	5.6	- 0.15	+ 0.15	- 5
4.1	5.9	+ 0.15	- 0.15	+ 5
4.1	5.9	+ 0.15	- 0.15	+ 5
4.1	5.9	+ 0.15	- 0.15	+ 5
4.0	6.0	+ 0.25	- 0.25	+ 9
4.0	6.0	+ 0.25	- 0.25	+ 9
4.0	6.0	+ 0.25	- 0.25	+ 9
4.1	6.0	+ 0.15	- 0.25	+ 7
Mittelwert:				+ 4

Die maximale Abweichung von dem Mittelwert beträgt 9 Milligal; der mittlere Fehler einer einzelnen Beobachtung ist bei dieser Messungsreihe etwa ± 5 Milligal. Nur wenn man eine Blasenbildung am Ende der Kapillaren bei der Ablesung übersieht, erhält man einen stark herausfallenden Wert. Die Unsicherheit ist zum Teil wohl auf die Temperatur zurückzuführen — es wurden keine besonderen Wärmeschutzvorrichtungen bei den Messungen benutzt —, zum Teil aber auch auf Ungleichheiten in der Benetzung der Glaswandung, da beim Zurückgehen der Flüssigkeitsmenisken stets etwas Flüssigkeit an den Wänden haften bleibt. Erschütterungen stören die Einstellung nicht, sind im Gegenteil eher vorteilhaft für die sichere Einstellung der Menisken. Eine Messung nimmt höchstens 2 bis 5 Minuten in Anspruch, und da man die abgelesenen Werte nur mit der Konstanten 0.0183 zu multiplizieren braucht, hat man das Resultat sofort in Händen, so daß auch jeder Nichtfachmann ohne weiteres mit dem Instrument arbeiten kann.

Der Libelleneinfluß ist sehr gering, da die Neigung des Apparats nur mit dem Kosinus des Neigungswinkels in die Ablesung eingeht. Eine Abweichung von etwa 5' von der Vertikalen hat erst einen Fehler von einem Milligal zur Folge. Neigungen, die stärker sind als etwa 20 bis 25°, muß man vermeiden, da sonst die Flüssigkeit durch die Kapillare in den Raum v_1 strömt; noch stärkere Neigungen haben eine Zerstörung der gesamten Meßvorrichtung zur Folge*).

Zusammengefaßt ist das Ergebnis dieser Experimente, daß man mit dem ersten Versuchsapparat schon Schwereunterschiede mit einer Sicherheit von etwa 10 Milligal beobachten kann. Obwohl das Instrument noch nicht für praktische Geländemessungen eingerichtet ist, ließen die günstigen Versuchsergebnisse solche Messungen — vorausgesetzt, daß die Schwereunterschiede groß genug waren —, schon als möglich erscheinen. Es wurden daher Messungen des Schwereunterschieds zwischen der unteren und der oberen Haltestelle des Fahrstuhls im Funkturm von Berlin-Wilmersdorf ausgeführt. Der Höhenunterschied beträgt 120 m, so daß die Schwerkraft an der oberen Haltestelle um 37 Milligal kleiner sein muß als unten. Um den Betrieb nicht zu stören, konnten die Messungen erst nach Mitternacht vorgenommen werden. Das ist für die Beobachtungen in dieser Jahreszeit äußerst ungünstig, da die wesentlichste Bedingung für ein gutes Arbeiten des Instruments, nämlich die Konstanz der Temperatur, am wenigsten erfüllt wird. So betrug am 2. Oktober, an welchem Tage die Messungen**) ausgeführt wurden, die Temperatur:

Im Instrumentensaal des geodätischen Instituts	13.2° C
Bei der Abfahrt aus Potsdam (im Auto)	9° C
Bei der Ankunft am Funkturm (im Auto)	3° C
Im Fahrstuhl	8° C

Im Fahrstuhl stieg die Temperatur während der Messungen infolge der Anwesenheit mehrerer Personen in dem engen Raum bis auf 16° C, um dann wieder auf 14.5° C zu sinken. Naturgemäß konnte unter solchen Umständen nicht die Beobachtungsgenauigkeit erreicht werden, welche das Instrument unter günstigen Temperaturverhältnissen besitzt. Fig. 4 zeigt das Ergebnis der Messungen in graphischer Darstellung, der Zeit T als Abszisse, der Ablesung $x' - x$ als Ordinate; die Punkte bedeuten die abgelesene Einstellung am unteren, die Kreise diejenige am oberen Beobachtungspunkt; die Zeitpunkte der einzelnen Ablesungen sind nicht genau, da nur nach jedesmaligem Wechsel des Beobachtungspunktes die Zeit abgelesen wurde.

Die Messungen lassen ohne weiteres als sicheres Ergebnis erkennen, daß die Schwerkraft am Fußpunkt des Turmes erheblich größer ist als oben. Die Größe dieses Unterschiedes wird jedoch durch den erkennbaren Temperaturgang sehr verschleiert. Dieser Temperaturgang, der durch die beschriebenen Umstände verursacht wird, zeigt Unregelmäßigkeiten und ein starkes Nachhinken, was beides zu erwarten war. Um 2^h 10^m mußte eine Neueinstellung er-

*) Ein Verpacken und Verschicken des Instruments ist daher nicht möglich.

**) An den Messungen nahmen die Herren Berger und Dr. Jung vom geodätischen Institut teil.

folgen, da die Flüssigkeitsmenisken sich bis an den Rand des Meßbereichs hin verschoben. Bei der vorletzten Messung wurde die Tür des Aufzugs geöffnet; der Einfluß der hereinströmenden kalten Luft macht sich bei der letzten Messung bemerkbar. Einflüsse anderer Art, wie z. B. das Schwanken des Turmes usw.,

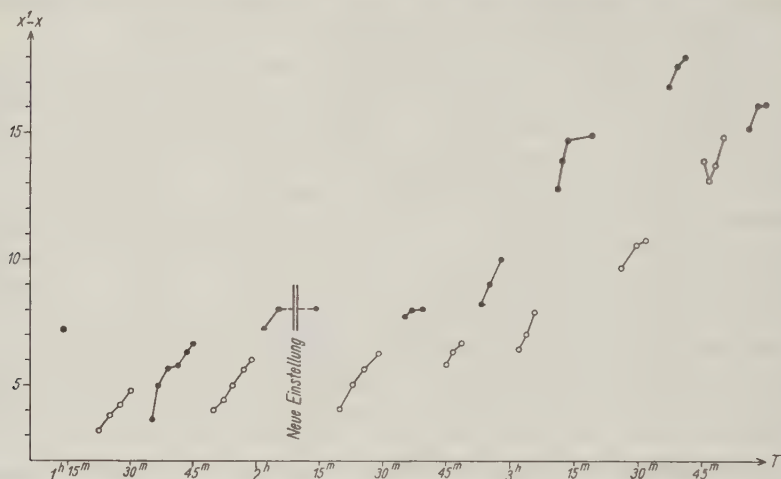


Fig. 4. Beobachtungsergebnisse mit dem statischen Schweremesser auf dem Funkturm von Berlin-Wilmersdorf

waren nur in sehr geringem Maße festzustellen. Berücksichtigen wir nur die Messungen von 1^h 15^m bis 3^h 10^m, bei welchen der Temperatureinfluß noch nicht so stark ist, so erhält man folgendes Ergebnis:

Beobachtungspunkt	Mittelwert der Ablesungen		$dx' - dx$	Schwereunterschied (unten — oben) in Milligal
	x'	x		
Unten	8.6	1.3		
Oben	6.9	2.9	3.3	60
Unten	7.7	2.2	1.5	28
Oben	7.5	2.5	0.5	9
Unten	8.8	1.2	2.6	47
Neueinstellung				
Unten	4.0	6.0		
Oben	2.7	7.3	2.6	47
Unten	3.9	6.0	2.5	46
Oben	3.1	6.8	1.6	29
Unten	4.5	5.5	2.7	49
Oben	3.6	6.4	1.8	33

Mittelwert: 39

gegenüber einem wirklichen Unterschied von 37 Milligal

Berücksichtigt man die ungünstigen Temperaturverhältnisse, so muß das Resultat der Messungen als vollkommen befriedigend angesehen werden.

Was nun die Schlußfolgerungen aus den bisherigen Versuchsergebnissen in bezug auf die Weiterentwicklung des statischen Schweremessers anbelangt, so ist zunächst zu beachten, daß die Dimensionen des ersten Versuchsapparates nur von dem Gesichtspunkte aus gewählt wurden, daß man 1 Milligal Schwereänderung noch ablesen konnte. Die vorhandenen Fehlerquellen, das sind das ungleichmäßige Benetzen der Kapillarwandung und die Temperaturänderungen, lassen sich aber mit der Vergrößerung der Dimensionen bis zu einem unwesentlichen Betrag verringern. Es ist daher jetzt mit dem Bau eines Instruments begonnen, welches — außer den für die technische Vervollkommnung sich ergebenden Änderungen — folgende Verbesserungen zeigt:

Die Empfindlichkeit wird auf etwa das 12fache gesteigert (1 Milligal = etwa 6 mm Ausschlag eines Meniskus). Dadurch wird die Fehlerquelle, die aus dem ungleichmäßigen Haften der Flüssigkeit an den Wänden der Kapillaren beim Zurückgehen der Menisken entsteht, unwesentlich. Das Wesentlichste ist aber, daß man mit der Vergrößerung der Dimensionen auch die Sicherheit der Temperaturkompensation ebenfalls in etwa demselben Verhältnis verbessern kann dadurch, daß man die Zahl der ineinander geschachtelten Teilräume vergrößert und in symmetrischer Form im Instrument anordnet. Außerdem wird noch eine Vorrichtung angebracht, mit Hilfe deren man die letzte Feinabstimmung der Temperaturkompensation empirisch ausführen kann; der Meßbereich wird auf etwa 1000 Milligal gesteigert. Die Gesamthöhe des Instruments wird etwa 1.80 m, der Durchmesser 60 cm, das Gewicht etwa 100 bis 150 kg betragen. Eine weitere Erhöhung der Beobachtungssicherheit läßt sich dadurch erzielen, daß der Apparat umgeben wird zunächst von einer Wärmekapazität, dann von einem Raum, der mit Hilfe eines Temperaturreglers automatisch auf konstanter Temperatur gehalten wird. Die kleinen Schwankungen der Temperatur um den Mittelwert werden dann durch die Wärmekapazität (Wasser) ausgeglichen. Für die praktischen Messungen im Gelände ist gedacht, das Instrument auf ein Auto zu montieren mit kardanischer Aufhängung; um es auch für Messungen auf Schiffen bzw. Luftschiffen verwenden zu können, sind zur Dämpfung der infolge der vertikalen Beschleunigungen entstehenden Schwankungen Dämpfungsvorrichtungen vorgesehen.

Auf Grund der bisherigen Versuchsergebnisse hoffe ich mit Hilfe der angeführten Verbesserungen das Problem des statischen Schweremessers in kurzer Zeit zu einer vollständig befriedigenden Lösung bringen zu können, d. h. das Instrument soweit zu entwickeln, daß es Schwereunterschiede mit einer Sicherheit von mindestens ± 1 Milligal zu messen gestattet*).

*) Die Entwicklung des Instruments, mit der ich vor etwa drei Jahren begann, wurde im wesentlichen mit eigenen Mitteln ausgeführt. Nachdem aus Mangel an weiteren Mitteln der Bau wiederholt eingestellt werden mußte, stellte die Notgemeinschaft der deutschen Wissenschaft die Mittel zur endgültigen Fertigstellung des Instruments zur Verfügung, wofür ich an dieser Stelle meinen Dank aussprechen möchte.

Erhöhung der Empfindlichkeit der Hebelwaage durch ein Horizontalpendel

(Erste Mitteilung,

zugleich als Vortrag gehalten auf der Tagung des Gauvereins Sachsen-Thüringen-Schlesien der Deutschen Physikalischen Gesellschaft in Halle am 15. u. 16. Juni 1930)

Von G. Schmerwitz — (Mit 2 Abbildungen)

Zur Bestimmung des vertikalen Gradienten der Schwere $\partial^2 W / \partial Z^2$ muß die relative Genauigkeit der Hebelwaagen, die etwa 10^{-8} beträgt, um den 200fachen Betrag erhöht werden, falls man diesen Gradienten mit derselben Genauigkeit wie die horizontalen Größen bestimmen will. Durch Kombination der Hebelwaage mit einem kleinen Horizontalpendel wird die Empfindlichkeit dieser Waage um mehr als den geforderten Betrag erhöht. Mit einem experimentellen Beispiel wird die praktische Brauchbarkeit dieses Prinzips erwiesen.

Mit der Drehwaage kann man die horizontalen Gradienten der Schwerkraft mit einer relativen Genauigkeit von 10^{-12} bestimmen. Bei der Messung des vertikalen Gradienten hat man diese Grenze bisher noch nicht erreicht. Für die vollständige Ermittlung der Potentialflächen der Schwere, sowie für die geophysikalische Bodenforschung ist eine gleich genaue Bestimmung des vertikalen Gradienten schon seit langem erwünscht.

Die Messung dieses Gradienten ist gleichbedeutend mit der Aufgabe den Gewichtsunterschied einer Masse in verschiedenen Höhen zu ermitteln. Läßt man im praktischen Falle eine Gewichtsverschiebung von etwa 50 cm zu, wobei auf jedes Gewicht 25 cm Verschiebung entfallen, so besteht die Forderung, eine Wägung mit einer relativen Genauigkeit von $0,5 \cdot 10^{-10}$ durchzuführen; d. h. ein Gewicht von 1 kg soll bis auf $0,5 \cdot 10^{-4}$ mg genau bestimmt werden. Mit den besten Hebelwaagen kann man nun eine relative Genauigkeit von 10^{-8} erreichen. Unter den günstigsten Bedingungen und bei äußerster Ausnutzung optischer Vergrößerung kommt man noch etwas weiter. Die Hebelwaagen bleiben also noch mit einem nahezu 100fachen Betrag unter der geophysikalisch geforderten Genauigkeitsgrenze.

Eine Methode, mit der man ohne kostspielige Hilfsmittel die oben angegebene Genauigkeit erreichen kann, soll im folgenden kurz beschrieben werden. In der Geophysik wird zur Registrierung von langsamen Bodenbewegungen wie zur Bestimmung äußerst geringer Bodenreibungen das Horizontalpendel verwendet. Mit einem solchen Pendel hat man Neigungen des Bodens bis auf $1/10000$ Bogensekunde genau nachweisen können. Diese Eigenschaft der Empfindlichkeit gegen Neigungen der Unterlage kann man sich leicht auch für eine Empfindlichkeitsvergrößerung der Hebelwaage zunutze machen.

Für ein solches in nahezu horizontaler Ebene schwingendes Pendel besteht die Beziehung:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g \cdot \sin \phi}}.$$

Die Vergrößerung der Schwingungsdauer durch die Neigung φ hat für die Seismometerkonstruktion Interesse. Für uns ist hier nur der Faktor $\sin \varphi$ von Bedeutung, der für kleine Winkel mit φ (im Bogenmaß) gleich wird. Dieser Winkel reziprok genommen bestimmt die Neigungsvergrößerung des Horizontalpendels. Neigen wir die Pendelachse um einen Winkel α , so ist der Winkel ψ , um den sich dann das Pendel um diese Achse selbst dreht:

$$\psi = 1/\varphi \cdot \alpha,$$

$1/\varphi$ ist also die Vergrößerung.

So erhält man z. B. für:

$$\varphi \sim 3', \quad 1/\varphi \sim 1000.$$

Bringt man nun ein solches Horizontalpendel auf einer Waage an, z. B. so, daß es in der Mitte etwas über der Schneide mit dem Pendelarm senkrecht zum Waagebalken steht (Fig. 1), so hat man damit zwei Fortschritte zugleich erzielt: eine Vergrößerung der absoluten Empfindlichkeit sowie eine Vergrößerung der

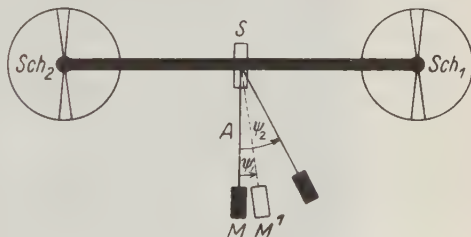


Fig. 1

absoluten Empfindlichkeit erreicht ist, kann man leicht einsehen. Ohne Horizontalpendel würde eine Waage beispielsweise einen Ausschlag von 1° geben bei 1 mg Belastung. Mit Horizontalpendel wäre die Waage bei dieser Neigung noch nicht im Gleichgewicht, da sich ja das Pendel in derselben Richtung wie der Waagebalken um einen vielfachen Betrag gedreht hat. In Fig. 1 würde sich das Horizontalpendel bei 1° Balkenneigung z. B. von M nach M' drehen. Es greift jetzt auf dieser Seite noch mit einem Hebelarm $M_H \cdot l_H \cdot \sin \psi_2$ an, wodurch eine Vergrößerung der Drehung des Waagebalkens in dieser Richtung verursacht wird. (Hier ist M_H = Masse des Pendels, l_H Länge des Pendelarms.) Diese Drehung bewirkt nun wieder eine Drehung des Horizontalpendels usf., bis auch hier eine Ruhelage, jedoch bei einem weit größeren Winkel (ψ_2) erreicht wird.

Die vereinfachte Empfindlichkeitsbeziehung, die bei einer gewöhnlichen Hebelwaage für die absolute Empfindlichkeit:

$$\frac{\varphi}{p} = \frac{l}{M \cdot d}$$

lautet, bekommt bei einer Waage mit Horizontalpendel die Form:

$$\frac{\varphi}{p} = \frac{l}{M \cdot d - c \cdot M_H \cdot l_H}.$$

Hier ist M = Masse des Waagebalkens, $2l$ = Länge des Balkens, d = Abstand der Mittelschneide vom Schwerpunkt des Balkens, c = Vergrößerungsfaktor des Horizontalpendels ($= 1/\varphi$)

Die einzige Möglichkeit, die absolute Empfindlichkeit nach der alten Formel wesentlich zu vergrößern, bestand darin, den Nenner sehr klein zu machen. Da man hierbei aber mit d zu extrem kleinen Werten hätte gehen müssen, war diesem Wege praktisch bald eine Grenze gesetzt. Demgegenüber kann man

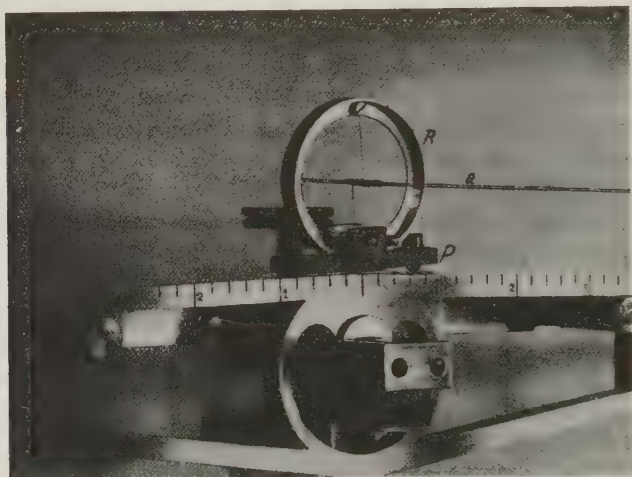


Fig. 2

jetzt dieses Ziel — den Nenner klein zu machen — nach der neuen Formel leicht erreichen, ohne daß man eine der Größen zu extremen Werten treibt. Denn im Nenner steht eine Differenz!

Nach diesem Prinzip wurden mit einer alten langarmigen Hebelwaage provisorische Versuche ausgeführt*). Diese Waage besaß ohne Horizontalpendel eine Empfindlichkeit von 2 Skalenteilen pro 1 mg. Durch Anbringung eines Horizontalpendels mit Zöllnerscher Aufhängung (Fig. 2) wurde die Empfindlichkeit pro Skalenteil um etwa das 200fache vergrößert. Hierbei kam nicht ganz die 10fache Vergrößerung auf eine Steigerung der absoluten Empfindlichkeit, die etwa 20fache auf die durch die Neigung des Horizontalpendels — also den Faktor c oder $1/\varphi$. Der Neigungswinkel der Horizontalpendelachse gegen die Vertikale betrug ungefähr 2° . Das Pendel selbst (in Fig. 2 mit a bezeichnet)

*) Die Waage stellte Herr Prof. Jentzseh in freundlicher Weise zur Verfügung.

bestand aus einer Glaskapillare von etwa 14 cm Länge, 100 mg Gewicht und war mit je zwei 16,7- μ -Drähten aus Wolfram mit Zöllnerscher Aufhängung befestigt. Das gesamte Zusatzsystem bestand aus dem Ring R und der hiermit fest verbundenen Platte P . Durch Verstellen der beiden Fußplattenschrauben konnte der Nullpunkt des Horizontalpendels verändert werden. Der Winkel der Horizontalpendel-Drehachse gegen die Vertikale — also die Neigungsempfindlichkeit des Pendels — wurde durch Verschieben des Bolzens B eingestellt. Diesen konnte man dann durch eine seitliche Schraube festklemmen. Der untere Faden der Zöllnerschen Aufhängung war an diesem Bolzen befestigt.

Die Waagenschwingungsdauer hatte bei dieser Wahl der Systemkonstanten eine bei Hebelwaagen sonst unerwünschte Vergrößerung erfahren. Jedoch waren hier infolge der etwa 20fach vergrößerten Bewegung des Horizontalpendels die Schwingungen der gesamten Waage so stark gedämpft, daß die Ruhelage immer nach etwa 2 Minuten direkt abgelesen werden konnte. Diese war dann trotz Arretieren und Desarretieren bei einer Belastung von 20 g bis auf $\frac{1}{1000}$ mg — der Ablesegrenze — reproduzierbar. Die Vermutung, daß die Schneiden der Waage eine solche Vergrößerung der Empfindlichkeit nicht zulassen würden, zeigte sich somit als unzutreffend. Zur Kontrolle der Horizontalpendelwaage wurde parallel mit dieser eine Wägung auf einer Mikrowaage durchgeführt, deren Genauigkeit ungefähr dieselbe war. Es ergaben die beiden Wägungen für ein und denselben Gegenstand eine Übereinstimmung im Gewicht bis auf weniger als 0.01 mg (bei etwa 20 g Belastung). Mehr als 0.01 mg konnte man aus den Waagen nicht herausholen, da sie keinen für derartige Empfindlichkeiten angemessenen thermischen Schutz besaßen.

Die statische Behandlung des Problems ist hiermit in kurzen Zügen gegeben. Durch günstige Auswahl der zur Verfügung stehenden Größen und Konstanten des Horizontalpendels, wie M_H , l_H und $1/\varphi$, läßt sich die Genauigkeit jeder Hebelwaage hiernach leicht auf den 1000fachen Betrag bringen. Sowohl die Bestimmung der günstigsten Werte für die Wahl des Horizontalpendels wie die dynamische Behandlung der Vorgänge erfordern noch eine Menge wichtiger Untersuchungen. Daß diese jedoch einen Gegenstand von erfolgversprechender und weitgehender praktischer Bedeutung betreffen, ist durch die bisher angestellten Versuche wohl als erwiesen anzunehmen. Eine so wesentliche Erhöhung der Genauigkeit von Wägungen ist ja nicht nur für die zu Anfang erwähnten geophysikalischen Probleme, sondern allgemein für die Physik wie physikalische Chemie von Bedeutung. Der experimentelle Teil dieser Untersuchungen wird jetzt in einem in bezug auf thermische Bedingungen besser geeigneten Raum in der Reichsanstalt für Erdbebenforschung in Jena unter Leitung von Herrn Geheimrat Hecker systematisch in Angriff genommen.

Anmerkung bei der Korrektur: Inzwischen gelang es, mit einer anderen Waage bei 1 kg Belastung mit gleichzeitiger Horizontalpendel- und Fernrohrvergrößerung bei 2.5 m Skalenabstand die erforderliche Empfindlichkeit von

etwa 0,001 m ψ pro 1 mm zu erreichen. Die Schwingungsdauer betrug 57 sec. Bei der Arretierung dieser Waage, insbesondere der Schalengehänge, traten wie allgemein auch hier bei einer Genauigkeit von 10^{-8} Schwierigkeiten auf, die daher rühren, daß die Schneiden nicht absolut scharf sind, sondern einen Krümmungsradius von etwa 1μ haben. Hierbei werden durch Abrollen auf der Schneide relativ sehr große Änderungen in der Hebellänge verursacht. Nach inzwischen ausgeführten Vorversuchen mit der in Fig. 2 abgebildeten Waage, bei der die Schalen jedoch an Bändern aufgehängt waren, können wohl auch diese Schwierigkeiten als beseitigt angesehen werden.

Jena, Reichsanstalt für Erdbebenforschung, Juni 1930.

Die wahre Kugelwelle

Von **Karl Uller**, Gießen — (Mit 5 Abbildungen)

1. Die Entwicklung des Wellenbegriffes. Ich habe in Gerlands Beiträgen zur Geophysik *) den Beweis liefern können, daß die bisherige mathematische Behandlung von allgemeineren Wellenaufgaben durchweg und notwendig mit Annahmen arbeiten muß, und daß diese einer Kritik nicht standhalten. Danach kann es keine Refraktion in stetig-inhomogenen Mitteln geben und kein Prinzip der schnellsten Ankunft zur Ermittlung der Wellenbahnen. Man kann nicht die allgemeine Ausbreitung so berechnen, daß man Partikularlösungen der vorgegebenen Feldgleichungen summiert. Man kann nicht im Sinne von Huygens jeden Punkt in einem erregten stetigen Mittel als Erregungszentrum von Elementarwellen ansehen. Man kann nicht geführte Wellen an der Grenze zweier Flüssigkeiten so darstellen, daß man ein stationäres, geschlängelt Geschwindigkeitsfeld ansetzt, die Grenzbedingungen erfüllt und dann das Gesamtfeld sich mit einer konstanten Geschwindigkeit parallel der ungestörten Grenzfläche bewegen läßt. Es gibt keine Schwingungen und keine Resonanz im bisherigen Sinne. Es gibt keine Longitudinalwellen und keine Biegungswellen in begrenzten elastischen Körpern, sondern nur Verdünnungsverdichtungswellen, Scherungswellen sowie ihre Koppelung bei den geführten Wellen. Verfehltheit und Unzulänglichkeit sind die Kennzeichen der bisherigen Rechenweisen, und was noch schlimmer ist: völlige Ratlosigkeit, wie Wellenaufgaben allgemein, streng und annahmenfrei anzufassen sind. Es gibt eben noch keine Wellentheorie.

Die Suche nach der Wellentheorie**) hat mit der Frage zu beginnen: was ist das, was wir als Welle direkt sehen oder indirekt wahrnehmen? Es ist die Fortpflanzung räumlich stetig verteilter, geordneter Zustände in irgendwelchen

*) Gerlands Beitr. z. Geophys. **24**, 309—334 (1929).

) Gerlands Beitr. **26, 199—238 (1930).

physikalischen Mitteln, hervorgegangen und sich selbst überlassen aus einer Störung irgendeines Gleichgewichtes, die wir Wellenquelle benennen. Die reine Anschauung des Wellengehobens zeigt uns neben dem Wanderzwang die Quellenverbundenheit und die Individualität der Welle. Wir beobachten nämlich nicht nur ein Störungsfeld als das einzig Wirkliche, wie die kanonische Analytik behauptet, sondern auffällige Flächen gleichen Zustandes, z. B. gleicher Verdünnung, fortschreitend in gemeinsamer Richtung und abgegrenzt gegen das ruhige Mittel durch die wandernde Front- bzw. Rückenfläche. Diese eigentümlichen Flächen nennen wir Wellenflächen; sie erweisen sich abhängig von der Lage sowie von der zeitlich vorangegangenen Art und Form der Störungsquelle, selbst wenn diese inzwischen erlischt. Wir beobachten ferner, daß zwei Störungsquellen nicht ein gemeinsames Flächensystem aus sich heraus setzen, sondern deren zwei. Diese Erscheinungen finden sich nicht in einem stationären Felde und sind wesensfremd den Feldgleichungen. Die zugrundegelegten Feldgleichungen bedeuten lediglich die mathematische Fassung der physikalischen Gesetze für alle möglichen Vorgänge in dem gegebenen Mittel, bedeuten die mathematische Fassung von Gesetzen, die gegenüber dem Begriffe der Welle naturgemäß blind sind; in der Hydromechanik z. B. ist die Feldgleichung $\text{div grad } \Omega = 0$ der Ausdruck dafür, daß die Flüssigkeit dichtebeständig und wirbelfrei vorausgesetzt ist. Für die Frage, ob es noch andersartige Bedingungen gibt, denen die Felder unterworfen werden müssen, um möglich zu sein, sind die Grundgleichungen unzuständig. Die diesen wesensfremde Erscheinung der Welle ist eine Form unseres Anschauungsvermögens, ein Gefäß gleichsam, welches wir an Hand der Grundgleichungen mit physikalischem Stoff anfüllen. Die Störungsquellen mit ihren Wellenflächensystemen sind das aus apriorischen Erkenntnisquellen gespeiste Primäre, Wesentliche, die physikalischen Grundgleichungen das Akzidenz, das Zufällige. Jedes von jedem Standort aus lokal-zeitlich veränderliche Feld in einem Mittel ist ausschließlich eine Welle oder eine Interferenz, d. h. Überlagerung von Wellen; die Zahl der Wellen entspricht der Zahl der gegenwärtigen und gewesenen Quellen. Grundgleichungen genügen also nicht, um das gerade vorliegende veränderliche Feld, den gerade vorhandenen Wellenzustand, bestehend aus bestimmten interferierenden Wellen, darzustellen.

Wenn es wahr ist, daß Welle ein quellenverbundenes und ein unzerlegbar wanderndes Apriorisches ist, dann ist Welle ein ursprünglicher Begriff, dann muß ihre Quellenverbundenheit, ihre Unteilbarkeit und ihr Wandertrieb auch bei der mathematischen Darstellung der Welle zu mathematischem Ausdruck gebracht werden. Demzufolge muß der allgemeine, wellenkinematische, physikalisch leere Satz gelten:

A. Ein Wellenausdruck kann nicht in Wellenausdrücke zerlegt werden, und umgekehrt können Wellenausdrücke nicht zu einem Wellenausdruck mathematisch addiert werden. Dies allgemeine Wellenprinzip nennen wir, die Anschauung begrifflich ausprägend, Interferenzprinzip.

Die Individualität der Welle spricht sich in der Existenz und Eigengesetzlichkeit ihrer Wellenflächen $\Phi = \text{const}$ aus, an denen charakteristisch ist: erstens die Form und Lage, zweitens die Verteilung der Φ -Werte. Wir können es dabei zunächst offen lassen, wie viele solcher Systeme es in einer Welle gibt. Das Interferenzprinzip muß daher die bestimmtere, auf Wellenflächen bezügliche, physikalisch leere Fassung haben:

B. Die Wellenflächen $\Phi = \text{const}$ einer Welle unterliegen ihrer eigenen Gesetzmäßigkeit, d.h. sie sind unabhängig von der zugrundegelegten physikalischen Feldgröße. Geht man mit diesem Satz in vorgelegte Feldgleichungen ein, so wirkt er sich aus in einer gewissen Differentialgleichung für das Φ -Feld. Kennt man nun Φ und seine Ableitung längs der Störungsquelle, so ist Φ in jedem Punkte innerhalb der Welle berechenbar. Damit ist nun auch die Quellenverbundenheit der Wellenflächen zum Ausdruck gebracht. Eine Abhängigkeit der Φ -Werte existiert somit nur von der Lage, Form und Erregung ihrer Quelle, sowie den Eigenschaften des Mittels, wozu auch dessen Bewegungszustand gehört, und von einem etwaigen fremden Kraftfelde, wie z. B. dem Schwerfeld. Die so bestimmte Eigengesetzlichkeit und Quellenverbundenheit der Φ -Flächen hat zur Folge, daß jede einzelne Welle ihren eigenen Wellengradienten $\text{grad } \Phi = w$ hat, so daß der Gradient der Wellenflächen der einen Welle sich nicht mit demjenigen der Wellenflächen einer anderen Welle an derselben Stelle geometrisch addieren läßt zu einem Wellengradienten als seiner Resultante. Damit ist dem physikalischen Felde die ihm anhaftende Unbestimmtheit in der Ausbreitung genommen, denn der für jede einzelne Welle bestimmbare Wellengradient w ist es, der dieser Welle bestimmte Geschwindigkeiten und außerdem noch eine bestimmte Verlöschung nach Richtung und Größe aufdrückt. Und schließlich wird nun deutlich, daß das Interferenzprinzip an sich nichts mit der physikalischen Natur des Feldes und nichts mit den physikalischen Gesetzen, die in ihm verwirklicht sein sollen, zu tun hat. Erst in seiner Anwendung auf die Physik machen sich die Eigenschaften der Quelle, des Mittels und etwaiger fremder Felder, wie der Schwere, geltend.

2. Das Interferenzprinzip für Wellen von elementarer Schwingungsform in isotropen, stetig inhomogenen Mitteln. Unsere nächste Aufgabe muß es sein, die mathematischen Folgerungen aus dem Interferenzprinzip in der Fassung B zu ziehen. Um sicheren Boden zu haben und auf die einfachsten Formeln zu stoßen, beschränken wir uns zunächst auf den Unterfall, daß die vorgegebenen Wellenquellen in der Erregungsform

$$\begin{aligned}\Omega_0 &= \frac{1}{2} \{ \omega_0 \cdot e^{i\nu t} + \omega_0^* \cdot e^{-i\nu^* t} \} \\ &= e^{-\nu'' t} \{ \omega'_0 \cos \nu' t - \omega''_0 \sin \nu' t \}\end{aligned}$$

schwingen (ν' = Frequenz; ν'' = positive oder negative Dämpfung; ein Sternchen deutet den konjugiertkomplexen Ausdruck an). Als weitere Beschränkung setzen wir Linearität und Homogenität der Feldgleichungen voraus. Dann entspricht

dieser elementaren Schwankungsform der Quellen für je eine Quelle eine Welle von der

$$\begin{aligned}\mathcal{Q} &= \frac{1}{2} \{ \omega \cdot e^{i(\nu t - \Phi)} + \omega^* \cdot e^{-i(\nu^* t - \Phi^*)} \} \\ &= e^{-\varphi''} \{ \omega' \cdot \cos \varphi' - \omega'' \cdot \sin \varphi' \}\end{aligned}$$

Form mit den beiden wandernden Phasen $\varphi' = \nu' t - \Phi'$; $\varphi'' = \nu'' t - \Phi''$; ω und Φ sind reine komplexe Ortsfunktionen. Zu beachten ist, daß Φ eine unbenannte Größe, und daß unsere Darstellung unvoreingenommen ist und in ihr nichts vorkommt, was physikalischer Natur ist. Führen wir diese Wellenform in die Feldgleichungen ein, so verschwindet in ihnen Φ und statt dessen tritt sein Gradient $\text{grad } \Phi = \mathfrak{w}$ auf. Bringt man nun in solchen Formen das Interferenzprinzip nach der Fassung B zum Ausdruck, so stößt man auf die charakteristische Differentialgleichung für \mathfrak{w}

$$\mathfrak{w}^2 + i \operatorname{div} \mathfrak{w} + i (\mathfrak{w} \operatorname{grad} \chi) - a = 0,$$

formal unabhängig von der Natur der vorgelegten physikalischen Feldgleichungen. In die Wellenparameter a und χ , zwei örtlich veränderliche, aber von \mathfrak{w} unabhängige Größen, gehen die Eigenschaften des Mittels und seine Bewegung, der Einfluß eines etwaigen fremden stationären Feldes wie die Schwere ein, sowie die Art und Form der Erregung in der Quelle. Mit der in \mathfrak{w} nichtlinearen Differentialgleichung läßt sich Φ überall innerhalb einer geschlossenen Fläche in einem einzigen Mittel berechnen, sobald Φ und \mathfrak{w} an derselben bekannt sind. Es sind also so die Φ -Flächen in Abhängigkeit von der Quelle, dem Mittel und dem fremden stationären Felde nach Lage, Form und Bewertung eindeutig bestimmt. Erst jetzt, wo zu mathematischem Ausdruck gebracht ist, daß Wellennormalen sich weder zusammenlegen noch zerlegen lassen, ist \mathfrak{w} eine bestimmte wellenkinematische Größe, die wir das Wellennormalenpaar benennen. Mit ihm sind nun auch bestimmte Wellenbahnen gegeben, die im allgemeinen gekrümmt sind, und zwar so natürlich und gesetzmäßig, wie die Geradheit derselben in einem homogenen, ruhenden und fremdkraftfreien Mittel ohne Einlagerungen. Von fortgesetzten Rückwerfungen und Brechungen ist keine Rede; auch können sich die Wellenparameter a und χ aus beliebigen und beliebig stetig geschichteten Eigenschaften zusammensetzen. Natürlich existiert auch nicht die von Gans*) aus der Refraktionsannahme hergeleitete Totalreflexion im Scheitel der gekrümmten Wellenkahn. Es bestätigt sich ferner, daß das Fermatprinzip der schnellsten Ankunft beim Wellengesetz ist, sondern lediglich eine Faustregel von sehr beschränktem Gültigkeitsbereich.

3. Die Wellenflächen in der Kugelwelle. Die Wellenflächensysteme $\Phi' = \text{const}$ und $\Phi'' = \text{const}$ sind bei punktsymmetrischer, ruhender Quelle in einem ruhenden, homogenen, isotropen und fremdkraftfreien Mittel konzentrische Kugelflächen um die Quelle; nur in der Elektrodynamik bewegter Mittel ist

*) R. Gans: Ann. d. Phys. **47**, 709 (1915).

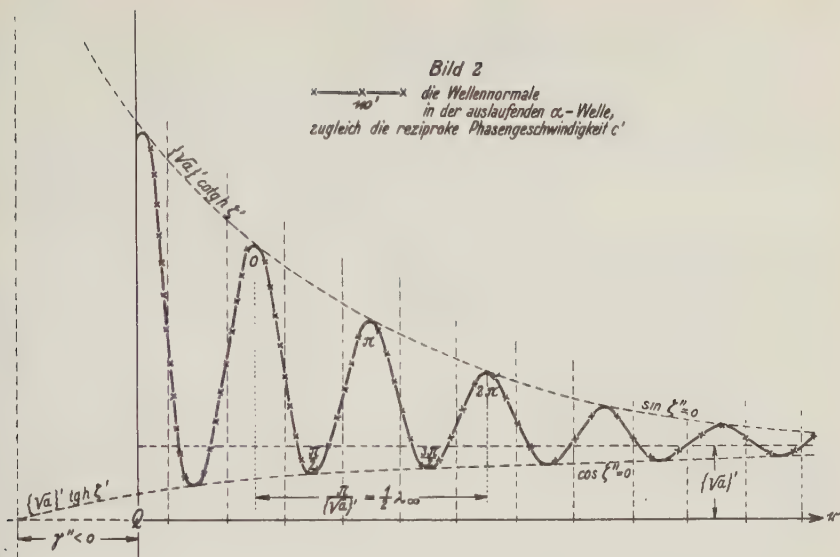


Fig 2

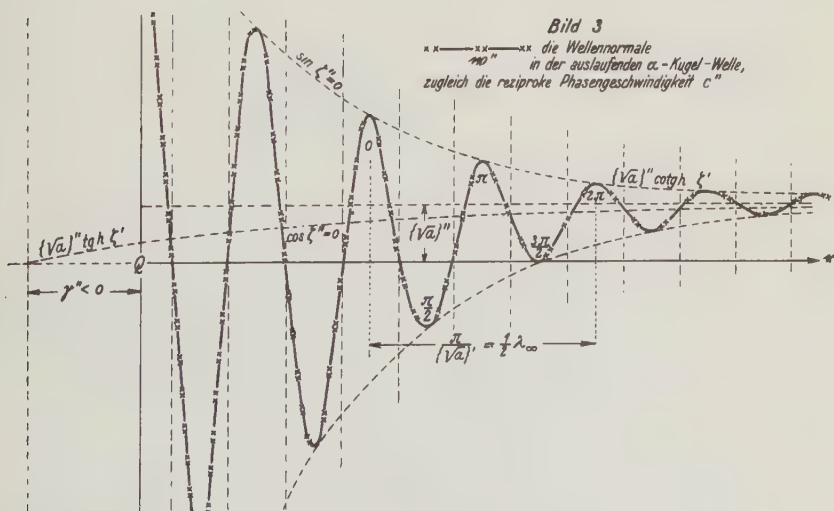


Fig. 3

In der β -Kugelwelle, $\{\bar{V}a\}'' \geq 0$ (s. Fig. 1), ist die Phasengeschwindigkeit erster Art $c' = v'/w'$ konstant, die Phasengeschwindigkeit zweiter Art $c'' = v''/w''$ dagegen an der Quelle verschwindend klein, nähert sich aber mit wachsender Entfernung dem konstanten Werte $v''/|\{\bar{V}a\}''|$. Daneben tritt, auch in konservativen Mitteln, der Verlöschungsfaktor $e^{\Phi'' - \Phi_0'}$ auf, der monoton nach außen abfällt. Wir haben also glatte Kurven, obgleich die Erregung periodisch sein kann. In der Elastik befolgt diese Gesetze die auslaufende Welle bei schwellender oder permanenter Erregung.

In der α -Kugelwelle, $\{\bar{V}a\}'' > 0$ (s. Fig. 2 bis 5) machen wir die unerwartete Entdeckung, daß alle Kurven geschlängelt sind und zwar derart, daß die Schlängelungen an der Quelle sehr groß, in der Ferne sehr klein sind. Sodann erleben wir die noch größere Überraschung, daß die Divergenz der Wellenbahnen infolge der kugeligen Ausbreitung lediglich die Wellennormale w'' beeinflusst, man beachte das Glied $-i/r$, so daß die Wellenintensitätskurve $e^{\Phi'' - \Phi_0'}$ nicht nur die oben genannten räumlichen Schwankungen aufweist, sondern noch ein stark ausgeprägtes Minimum haben kann. Da außerhalb desselben die Schwankungen beträchtlich geringer sind, und sein Abstand unabhängig ist von dem Wellenzustand an der Quelle, so sind wir berechtigt, das Gebiet zwischen ihm und der Quelle als Quellensphäre zu bezeichnen. In ihm finden wir das Wellenfeld zerlegt in Schalen von der konstanten Dicke $\frac{1}{4} \cdot \lambda_\infty$, worin λ_∞ die Wellenlänge in der Ferne; die Maxima sind getrennt voneinander durch tiefe Furchen. Schalenförmige Gebiete sehr hoher Feldstärke wechseln also ab mit solchen niedriger Feldstärke. In den Atomen haben wir solche wellenkinematische Gebilde zu erwarten. In der Elastik befolgt diese Gesetze die auslaufende Welle nur bei gedämpfter Erregung. Der Radius der Quellensphäre ist dann λ_∞/Λ , worin Λ das logarithmische Dekrement der Erregung.

Die Ausbreitung in diesem recht verwickelten und seltsam anmutenden Falle geht nun in graphischer Darstellung folgendermaßen vor sich. Von der Quelle läuft allseitig eine räumliche Sinuskurve aus, deren positive Köpfe an der Exponentialkurve $e^{\Phi'' - \Phi_0'}$ entlang gleiten, gleichzeitig die negativen Köpfe an dem Spiegelbild dieser Exponentialkurve unterhalb der Abszissenachse. Diese beiden geschlängelten Leitkurven würden aber nur bei permanenter Erregung festliegen. Bei Schwellung der Erregung entfernen sich die in sich starren Leitkurven von der Abszissenachse weg, bei Schwund bewegen sie sich auf diese zu; beides gemäß dem Faktor $e^{-\nu''t}$. Die Amplituden der Sinuskurve, an ihnen entlang gleitend, hüpfen somit auf und nieder, indem sie aus zweifachem Grunde ab- und zunehmen, einmal durch die geschlängelte Form der Leitkurven, dann durch deren Bewegung. Auch die Geschwindigkeiten der beiden Phasen sind inkonstant. Die wandernde Sinuskurve verschiebt sich also selbst in den Nullwerten nicht starr. Zu alledem kommt noch, daß die Köpfe der unstarr wandernden Sinuskurve sich durch ein räumlich festliegendes Minimum hindurchbewegen

müssen, um jenseits sich wieder zu vergrößern, aber mit rasch abnehmenden Schwankungen. Natürlich gelten unsere Beziehungen und Aussagen nicht mehr in der Nähe der Wellenfront, wo in Wirklichkeit die Intensität fast unmittelbar auf Null herabsinkt.

4. Kritik der Eulerschen Lösung. Für Feldgleichungen von der Form $\ddot{U} - \omega^2 \Delta^2 U = 0$, worin die Konstante ω zufällig die Abmessung einer Geschwindigkeit hat, kennt man bei punktsymmetrischem Felde seit Euler den Ausdruck $1/r \cdot f(t \mp r/\omega)$ als Partiallösung, die man wellensinnig auslegt, nämlich so, daß die Phase $t \mp r/\omega$ existiere, die sich mit der konstanten und vom Anfangszustand unabhängigen Geschwindigkeit ω nach außen bzw. nach innen fortpflanze, daß mithin der Parameter Φ im Wellenflächensystem eine lineare Funktion des Abstandes sei. Diese Aussage ist aber in Wahrheit eine naive Ausdeutung, die bei völligem Mangel an Einsicht in das Problem der Ausbreitung sich ganz von selbst einstellt, wenn eine Ausbreitung nach obiger Feldgleichung vor sich gehen soll. Es kam den Theoretikern gar nicht zu Bewußtsein — obwohl die Anschau einer mehrfach gestörten Wasserfläche genügt hätte —, daß der Welle ein besonderes Wesen eigne, welches zuerst zu erforschen sei. Ja, man hat die Eulersche Formel, die es entsprechend auch für die ebene Welle gibt, nicht einmal geprüft; denn mit ihr läßt sich die Totalreflexion nicht darstellen. Die Eulersche Lösung mit ihrer zufälligen Ausdeutbarkeit im Wellensinne hat den Antrieb zu einer unvoreingenommenen theoretischen Untersuchung der allgemeinen Ausbreitung geradezu verhindert. Wir aber ersehen an unserem vorliegenden Beispiel, dessen strenge Lösung sich auf die von uns entwickelte wahre Wellentheorie stützt, daß ein Argument $\chi(t) - \omega \cdot \Psi(r)$ schlechthin noch nicht mathematischer Ausdruck für eine Welle ist. Wir wissen, daß es zwei Systeme von Wellenflächen gibt, und daß zu dem Anfangszustande auch die anfängliche Lage der Wellenflächen gehört. Die Ausdeutung der Eulerschen Lösung mißleitete schließlich dazu, kugelige Wellen als umkehrbar anzusehen, so daß — den Gedanken der vermeintlichen Zusammensetzbarkeit der Wellen aus elementaren Kugelwellen aufgreifend — jede Welle umkehrbar sei. Unsere wahre Lösung erweist auch dies als einen Irrtum.

Die Eulersche Formel ist nicht die Lösung der Wellenaufgabe, denn in ihr ist das Wesen der Welle nicht zum Ausdruck gelangt. Sie ist bloß eine Lösung nach dem von uns als verfehlt erwiesenen reinen Feldverfahren und hat als solche mit der Wellenaufgabe nichts zu tun.

Die Bedeutung technischer Bruch-Formen für die Ermittlung geophysikalischer Störungs-Bereiche, erläutert an der Zone des Roten Meeres

Von Dr.-Ing. **Erich Seidl**, Berlin-Westend — (Mit 13 Abbildungen)

Bedeutung des Formen-Prinzips

Das Netz für geophysikalische Messungen kann mit um so größerer Treffsicherheit gelegt werden und die Auswertung der Ergebnisse kann mit um so besserer Annäherung an die natürlichen Verhältnisse erfolgen, je besser von vornherein die Abgrenzung von Bereichen der Erdrinde einer gleichen Beschaffenheit gegenüber angrenzenden Bereichen einer anderen Beschaffenheit bekannt ist.

Daher wurde auch in den letzten beiden Tagungen geophysikalischer Gesellschaften, dem Internationalen Kongreß für Geophysik in Stockholm und der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Potsdam, in verschiedenen Vorträgen die Absicht einer Zusammenarbeit zwischen Geophysik und Tektonischer Geologie zum Ausdruck gebracht. Der Hauptvortrag auf der letzteren Tagung wurde von dem als Geotektoniker bekannten Geologen R. Schwinner über „Das Zusammenwirken von Geologie und Geophysik und seine nächsten Aufgaben“ gehalten.

Die Geotektonik ihrerseits ist in der glücklichen Lage, ihre Vorschläge für eine Abgrenzung bestimmter Bereiche der Erdrinde mechanisch exakt zu begründen, wenn sie dabei von folgenden Formen ausgeht, die sich bei einer vergleichenden Betrachtung der Erfahrungen der Technischen Mechanik und Geomechanik ergeben:

Technische Formen	Geologische Formen
Scher-Form	Sprung, Überschiebung; Grabenbruch, Horst
Zerreiß-Form	
Zerdrück-Form	
Biege- und Knick-Form	Falten bei relativ sprödem Verhalten der Schichten
Strömungs-Form	Falten bei relativ bildsamem Verhalten der Schichten

Eine solche Erklärung geologischer Formänderungs-Bereiche auf Grund der bei der Materialprüfung von Metallen und Gesteinen gewonnenen Erfahrungen ist statthaft. Denn die bleibende Formänderung „fester“ Körper und die Herausbildung bestimmter Verformungs-Formen unter bestimmten Beanspruchungen ist unabhängig von den absoluten stofflichen Eigenschaften der betreffenden Körper. Sie wird vielmehr von den relativen stofflichen Eigenschaften — in erster Linie der unterschiedlichen Bildsamkeit bzw. Sprödigkeit der Stoffe — beeinflusst.

Die Giltigkeit dieser allgemeinen mechanischen Erfahrung für technische wie für geomechanische Formänderungen habe ich in den letzten Jahren in mehreren Abhandlungen*) nachgewiesen.

Die hier mitgeteilten Abbildungen sind dem Band III, „Zerreiß-Form“, meines in diesem Jahr im Verlag des Vereins Deutscher Ingenieure erscheinenden Werkes: „Bruch- und Fließ-Formen der Technischen Mechanik und ihre Anwendung auf Geologie und Bergbau“ entnommen.

Schwierigkeiten der geologischen Beurteilung der Zone des Roten Meeres

Hier seien die Grundzüge dieser Arbeitsweise an dem bisher geologisch ganz verschieden beurteilten Spalten-System des Roten Meeres (Abb. 1 u. 11) erörtert. Denn diese Zone, die seit längerem schon die Beachtung der Geophysiker gefunden hat, ist durch Schweremessungen und durch magnetische Messungen untersucht (Abb. 12).

Es bestehen zwei gegensätzliche geologische Auffassungen.

Namhafte Gelehrte der einen Richtung führen die Entstehung der Zone auf einen Zusammenschub der Erdrinde zurück, als dessen Zeichen sie die Antiklinalen jüngerer Sedimente innerhalb der Zone ansehen.

Demgegenüber hat F. Kossmat in seiner Karte der östlichen Halbkugel (Abb. 1) klar ausgedrückt, daß die Zone eine Zerrungs-Zone der Erdrinde ist. E. Krenkel hat die gleiche Auffassung eingehend begründet, indem er die umstrittenen Antiklinalen der jüngeren Sedimente durch „Einsaugung von Schollen“ erklärte, die „Falten vortäuschen“. Den Massen-Überschuß unter der Geoid-Fläche deutet er als eine „ursprüngliche Dichtesyndakline, umgewandelt durch eine in ihrem Kern aufsteigende, durch schwere Magmen verursachte Dichteklinale“.

Ein mit den Erfahrungen der Technischen Mechanik begründetes Bild, das zugleich die eigenartige Form des Grundrisses berücksichtigt und den scheinbaren Widerspruch zwischen den widerstreitenden geologischen Auffassungen klärt, ergibt sich, wenn man folgende Ergebnisse der Technischen Mechanik über Zerreiß-Zonen, und zwar solche von Teil-Bereichen inmitten anderer umrahmender Massen zur Grundlage der Beurteilung nimmt.

*) E. Seidl: Geologische, durch Zerreißvorgang entstandene Störungs-Zonen als Probleme der Angewandten Mechanik. Sddr. a. d. Verh. d. II. Int. Kongr. f. Techn. Mechanik, Zürich 1926. — Ableitung der Knick- bzw. Biege-Form in Technik und Geologie aus ihren Elementen; Anwendung auf den Alpen-Bogen. Gerlands Beitr. z. Geophysik, Bd. 22, H. 1/2, S. 175ff. (1929). — Grabenbrüche (Rift Valleys), aufgefaßt als Zerreiß-Zonen. Bull. XV. Int. Geol. Congr., Pretoria 1929. — Nördlinger Ries, eine typische Zerreiß-Zone; entstanden durch tektonische Spannungen der Erdrinde. Zeitschr. d. Deutsch. Geol. Ges. 1931.

Das Spalten-System des Roten Meeres innerhalb der übrigen tektonischen Zonen der östlichen Halbkugel



F. Kossmat (4), S. 39, Fig. 5

Karte der östlichen Halbkugel

Dicke Linien: Große „Sprungsysteme“ in den Südkontinenten

Technisch-mechanische Grundsätze für die Beurteilung von Zerreiß-Zonen

Grundrisse

Die Grundrisse (Abb. 2 und 3) zeigen folgende technischen Fälle:

Die Abb. 2 zeigt ein Stück eines Zinkblechs, das beim Walzen in dem mittleren Teil aufriß, der zu kalt war und daher spröde blieb. Man sieht zwei Haupt-Risse quer zur Walzrichtung mit Gabelungen an beiden Enden.

Die Abb. 3 zeigt die konvexe Seite einer Eisenbeton-Platte, bei deren Biegung die Betonmasse zerbrach. Das Netz feiner Risse („Kraftwirkungs-Flächen“) hat die Form eines Längsspalts mit zwei Gabelungen. Diese Form ergab sich unter dem richtunggebenden Einfluß der äußeren — rechteckigen — Form der Platte.

Querschnitte

Die Formänderungen des Materials, die sich im Querschnitt erfassen lassen (Abb. 4 und 5), kommen besser als bei einem spröden Stoff bei bildsamem Verhalten des Materials zum Ausdruck.

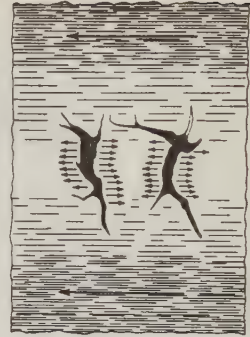
Die Abb. 4 ist die Seitenansicht eines durch und durch zerrissenen Blechs, das aus drei miteinander verlöteten Blechen (in der Mitte Kupfer, oben und unten Blei) besteht.


Grundrisse technischer Zerreiß-Zonen

2 a



2 b

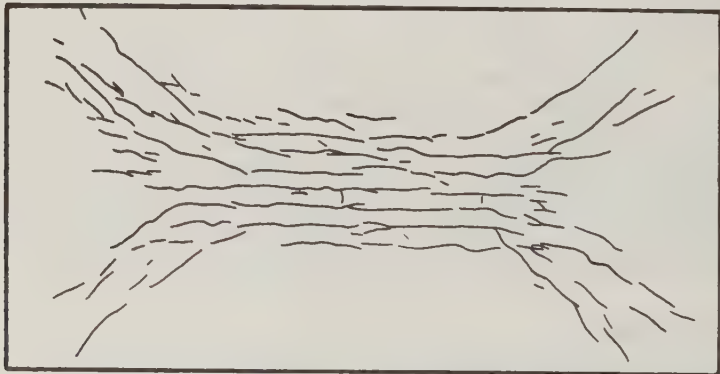


- a) Einzelne Zerreiß-Schlitze mit Andeutungen von Gabelungen an den Enden infolge zwei-seitiger Zug-Beanspruchungen
- b) Schema der Kraft-Wirkung;  Bereiche der bildsamen Form-änderung zu beiden Seiten der (spröden) Zerreißung

Aufn.: E. Seidl

Zerreißungen beim Walzen eines Zinkblechs im mittleren, zu kalt (und daher zu spröde) gebliebenen Teil

3



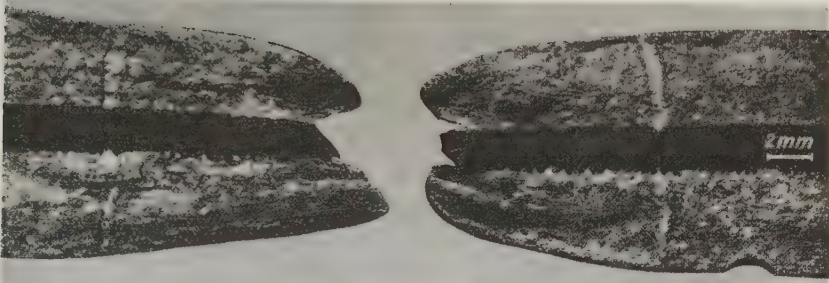
Vers. u. Aufn.: C. Bach u. R. Baumann (1), S. 221, Abb. 453

Zerreißungen (Kraftwirkungs-Flächen) im Beton der konvexen Seite einer gebogenen Eisenbeton-Platte

Längszone mit Gabelungen infolge des kraftrichtenden Einflusses der — rechteckigen — Form (2—4 m) der Platte

Querschnitte technischer Zerreiß-Zonen

4



Vers.: M. Rudeloff (6), Aufn.: E. Seidl

Zerreißung durch und durch
eines Blechs aus Kupfer- (Mitte) und Bleiblechen (verlötet)

Bedeutende Dehnung und Verjüngung der Bleibleche; spröder Bruch des Kupferblechs

5



Aufn.: H. Bohner (2), S. 312, Abb. 12

Zerreißung eines Teil-Bereichs
eines überzogenen Aluminium-Drahts

Einschmiegung der Nachbarschichten in die Zerreiß-Lücke

Allgemeine Kennzeichnung der Zerreiß-Erscheinung; Schemata der Haupt-Möglichkeiten des Zerreißens bei zweiseitigen Zug-Beanspruchungen

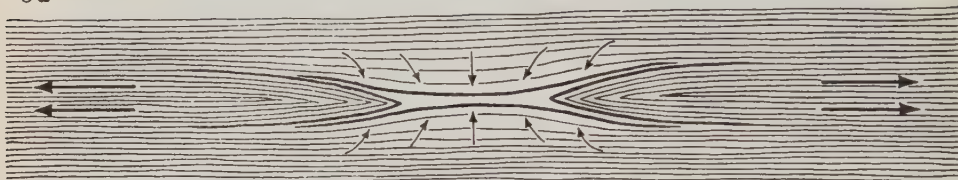
Konstr.: E. Seidl, 1980



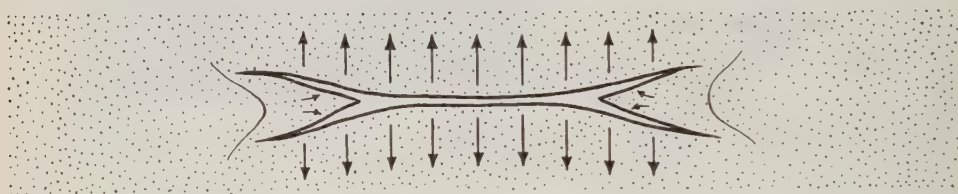
Zerreißen des Körpers durch und durch

Zerreißen einer Oberflächen-Schicht
eines Teil-Bereichs

8 a



8 b



Zerreißen eines Teil-Bereichs im Innern des Körpers a) bei Zug-Beanspruchungen parallel zur Schichtung; b) bei einer massigen Struktur oder bei Zug-Beanspruchungen senkrecht zur Schichtung

Dieser technische Fall einer geschichteten Platte zeigt in physikalischer Hinsicht eine große Annäherung an einen geologischen Verband, der aus Schichten unterschiedlicher Bildsamkeit besteht.

Das spröde Kupferblech, das sich zuerst zerteilte, blieb — als mittlere Schicht der gesamten Platte — hinter den stärker gedehnten Enden der Bleibleche zurück.

In der starken Beugung der Oberflächen-Schichten der oberen und der unteren Bleibleche nach der Zerreiß-Stelle hin drückt sich das Bestreben aus, eine das gesamte Blech umfassende Verjüngungs-Form herauszubilden.

Die Abb. 5 zeigt im Gegensatz zu dem vorigen Beispiel eine Zerreißung (eines überzogenen Aluminium-Drahts), die inmitten des Materials, und zwar nahe der Oberfläche entstand. In diesem Falle schmiegen sich die Nachbar-Schichten — unter dem Druck der Zieh-Düse — in die Lücke ein.

Auf Grund einer großen Anzahl von Fällen dieser Art kann man eine allgemeine Kennzeichnung der Zerreiß-Erscheinung mittels der Skizzen der Abb. 6, 7, 8a und 8b geben.

In den Abb. 6 und 7 erkennt man die Schemata der in den Abb. 4 und 5 mittels besonderer Beispiele aus der Technik erläuterten Fälle.

Die Abb. 8a und 8b zeigen, daß bei Zug-Beanspruchungen einer Schichtengruppe (d. h. eines geschichteten Körpers), die parallel zur Schichtung erfolgen (Abb. 8a), die Längs-Achse der Verjüngungs-Zone in dieser Richtung liegt. Hingegen liegt bei Zug-Beanspruchungen, die ein Körper mit massiger Struktur oder ein geschichteter Körper senkrecht zur Schichtung erleidet (Abb. 8b), die Längs-Achse der Zerreiß-Zone senkrecht zur Richtung der Zug-Spannungen.

Anwendung der technischen Erfahrungen auf geologische Verhältnisse

Bei Anwendung des Ergebnisses dieser Untersuchungen über technische Zerreiß-Formen auf geologische Verhältnisse ergibt sich folgendes:

Grundriß

· Hat eine Störungs-Zone, die in einer geographischen Karte — d. h. im Grundriß — abgebildet ist, die Form eines Längsspaltcs mit Gabelungen an beiden Enden, so ergibt sich die Anregung, die geologischen Verhältnisse daraufhin zu prüfen, ob sie die Auffassung einer Zerreiß-Zone zulassen. Wenn dies der Fall ist, dann handelt es sich in diesem Falle um eine Zerreißung unter zwei-seitig gerichteten Zug-Beanspruchungen (Schema, Abb. 10a).

Diese Auffassung bedeutet, auf die Zone des Roten Meeres (Abb. 11) angewendet, daß deren Gabelungen — an ihrem nördlichen Ende die beiden Einschnitte, die die Halbinsel Sinai begrenzen, an ihrem südlichen Ende der Golf von Aden und der (jetzt nicht unter Wasser stehende) Abessinische Graben — wesentliche Bestandteile dieser Zerreiß-Zone sind.

Querschnitt

In den schematischen Querschnitten der Abb. 9a, b, c ist ausgedrückt, daß eine derartige Zerreiß-Zone in sich „Grabenbruch“ und „Horst“ — zwei einander entgegengesetzte geologische Begriffe — vereinigt.

Diese Querschnitte zeigen ferner, daß der Eindruck, der sich dem Beurteiler bietet, von der Güte der Aufschlüsse bzw. von dem Grade der Abtragung abhängt.

Die Zone des Roten Meeres beurteilt sich hiernach folgendermaßen:

Die Hauptmasse der Erdrinde (kristallines Grundgebirge, paläozoische und mesozoische Sedimente) bildet die Zerreiß-Zone (Eindruck eines „Grabenbruchs“).

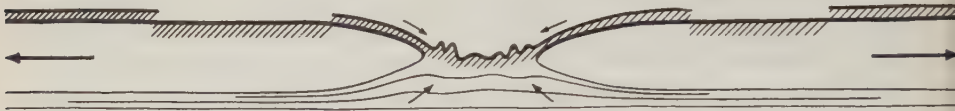
In die Lücke sind von oben jüngere Sedimente hineingeglitten (Auffassung im gleichen Sinne wie E. Krenkel).

Schemata des verschiedenen Eindrucks geologischer Zerreiß-Zonen bei verschiedener Abtragung

Die aufgeschlossenen Bereiche sind durch dicken Strich und Schraffur bezeichnet; die in Bild 3 und 4 über dem dicken Strich liegenden Bereiche sind als abgetragen zu denken

Konstr.: E. Seidl, 1930

9a



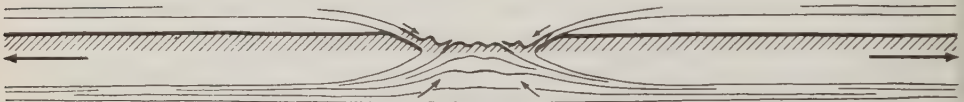
Gesamte Oberfläche unversehrt
Eindruck eines „Grabenbruchs“

9b



Abtragung der oberen Hälfte der Schichten
Eindruck eines „Horsts“

9c

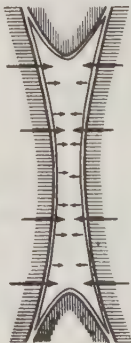
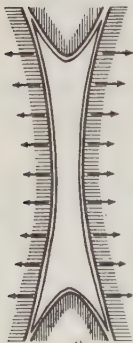


Durch stärkere Abtragung in der Mitte tritt unter den „Zerreiß-Schichten“ die „Untere Ausgleichs-Masse“ zutage; infolge gelinder Abtragung an den Rändern der Zerreiß-Zone blieben über den „Zerreiß-Schichten“ noch Reste der „Oberen Ausgleichs-Masse“ (Falten) erhalten

Günstigste Verhältnisse für die Erkennung der Zerreiß-Zone

10a

10b

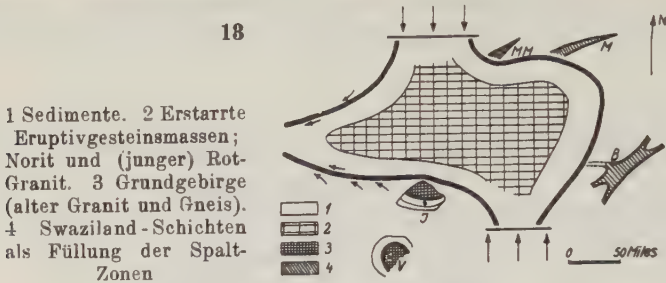


- a) $\leftarrow \rightarrow$ Zug-Spannungen innerhalb der „Zerreiß-Schichten“
- b) $\rightarrow \leftarrow$ Druck-Spannungen der Unteren „Ausgleichs-Massen“
- $\rightarrow \leftarrow$ Abgleit-Spannungen der Oberen „Ausgleichs-Massen“

Grundriß-Schemata der Spannungs-Verhältnisse bei Längs-Zonen, die durch zweiseitige Zug-Beanspruchungen entstanden sind

Buschveld-Bereich, Transvaal

aufgefaßt als Stauch-Aufklaff-Zone; an der Peripherie Zerreiß-Zonen



Konstr.: E. Seidl, 1930;

nach Unterlagen von A. L. Du Toit (3), S. 84, Fig. 12

(Grundriß-Schema; Stauch - (↓ ↓ ↓ ↑ ↑ ↑) Aufklaff-Zone,

östlich: Zerreiß-Spalten: *B* = Baberton-Golderz-Zone, *M* = Murchison-Kette, *MM* = Mount Maré-Zone;
 südwestlich: Zerreiß-Löcher: *J* = Johannesburg-Golderz-Zone und *V* = Vredefort-Zone

Von unten wurden entweder die tiefsten festen Gesteinsmassen der Kontinental-Scholle oder Magma unter starker Stauchung in die Zerreiß-Lücke eingepreßt (Abb. 12). Dabei fand — vielleicht nachdem ein Teil der leichteren Magmen für vorangehende Ergüsse verbraucht worden war — ein Auftrieb der tieferen, schwereren Magmen unter Durchspießung und Beiseitedrängung des Restes der leichteren Magmen statt.

Das Beispiel des Roten Meeres zeigt, wie man unter Anwendung sozusagen eines „Formen-Schlüssels“ zu einer mechanisch exakten Deutung der Ergebnisse der magnetischen und der Schweremessungen kommt.

Man kann sich zugleich auch eine Vorstellung davon bilden, wie in einem noch nicht vermessenen Gebiet, das in geographischen oder geologischen Karten sich durch eine derartige geometrische Form als Zerreiß-Zone kennzeichnet, das Vermessungs-Netz zu legen ist.

So wie die Zerreiß-Form lassen sich auch die übrigen im ersten Abschnitt angeführten technisch-geologischen Formen für die geophysikalische Vermessung und für die Deutung der Vermessungs-Ergebnisse nutzbar machen.

Als besonders eindrucksvolles Beispiel sei zum Schluß ein durch seine Größe und seinen Reichtum an Platin-, Chrom- und Gold-Erzen ausgezeichneter Bereich in Transvaal und den angrenzenden Gebieten des Oranje Freistaats und Swazilands (Abb. 13) angeführt.

Faßt man dort den „Buschveld-Bereich“ (Platin-Chromerz-Gebiet) auf Grund seiner eigenartigen Form im Grundriß als Stauch-Aufklaffung auf, dann ergibt sich zunächst eine einfache Erklärung für dessen Entstehung und eine eindeutige Bezeichnung des für geophysikalische Untersuchungen abzugrenzenden Gebiets. Weiterhin ordnen sich aber auch in dieses geotektonische Bild in gesetzmäßiger Weise einige an seiner Peripherie auftretende, zum Teil bergmännisch gut untersuchte Zonen (Johannesburg-Rand- und Barberton-Golderz-Gebiete) ein, wenn man ihre Entstehung als das Ergebnis des Spannungs-Ausgleichs bei der Entstehung des Buschveld-Bereichs ansieht.

Schrifttum zu den Abbildungen

- (1) C. Bach u. R. Baumann: Elastizität und Festigkeit. Die für die Technik wichtigsten Sätze und deren erfahrungsgemäße Grundlage. Verl. J. Springer, Berlin 1924.
- (2) H. Bohner: Über einige Korrosionsfälle an Aluminiumfreileitungsseilen. Z. f. Metallk., Jg. 20, S. 309 ff., 1928.
- (3) A. L. Du Toit: The Geology of South Africa. Verl. Oliver a. Boyd, Edinburgh 1926.
- (4) F. Kossmat: Die mediterranen Kettengebirge in ihrer Beziehung zum Gleichgewichtszustande der Erdrinde. Abh. Sächs. Ak. Wiss., math.-phys. Kl., Bd. 38, II, Leipzig, S. 20, 1926.
- (5) E. Krenkel: Geologie Afrikas. I. Teil. Verl. Gebr. Borntraeger, Berlin 1925.
- (6) M. Rudeloff: Untersuchungen von Verbundblechen aus Kupfer und Blei. Mitt. d. Kgl. Techn. Vers. Anst. Berlin. Jg. 13, S. 73 ff., 1895.

Schwere Ionen der Atmosphäre

Von H. Israël — (Mit 2 Abbildungen)

Unsere Kenntnis von den Ionen der Atmosphäre verdanken wir bekanntlich den grundlegenden Arbeiten von Elster und Geitel, die um die Jahrhundertwende durch Einführung der Ionenvorstellung in die atmosphärische Elektrizität den Grundstein legten für unsere heutigen luftelektrischen Anschauungen. Im Jahre 1905 machte dann Langevin die Entdeckung, daß außer den von ihnen gefundenen Kleinionen noch Ionen mit einer mehr als tausendmal geringeren Beweglichkeit in der Atmosphäre vorhanden waren, und zwar 10- bis 100mal soviel. Es zeigte sich, daß diese großen Ionen ein höchst variables Element darstellen und dementsprechend eine wichtige Rolle in der atmosphärischen Elektrizität spielen. Raumladung, Potentialgefälle und Leitfähigkeit sind eng mit ihnen verknüpft; ihre Eigenschaft, als Kondensationskerne zu wirken, deutet auf Zusammenhänge mit der Nebel- und Wolkenbildung hin, sowie mit der Elektrizität der Niederschläge. In jüngster Zeit gewinnen sie auch für die Medizin wachsende Bedeutung. Da die Arbeiten von Dessauer in Frankfurt a.M. zeigen, daß bestimmte physio-

logische Funktionen durch Anreicherung der Atmungsluft mit großen Ionen eines Vorzeichens je nach dem Ladungssinn im einen oder anderen Sinn beeinflusst werden. Es liegt nun nahe, zu vermuten, daß auch die in der Atmosphäre vorhandene Ionenverteilung medizinisch wirksam werden kann, und daß die nicht zu leugnenden Zusammenhänge zwischen Wetter und Mensch vielleicht auf Grund der Ionenvorstellung ihre Erklärung werden finden können.

Meßmethoden für N und k . Die Apparate zur Ionenzählung beruhen alle auf dem gleichen einfachen Prinzip: Die ionenhaltige Luft wird durch einen Platten- oder Zylinderkondensator gesaugt, zwischen dessen Belegungen ein bestimmtes Feld herrscht. Dadurch sind die Ionen zwei zueinander senkrechten Kräften unterworfen: Der Luftströmung und der anziehenden bzw. abstoßenden Kraft des elektrischen Feldes. Die resultierende Bahn des Ions ist beim Plattenkondensator eine Gerade, beim Zylinderkondensator eine Parabel. Man mißt nun entweder die Ladungsabnahme der aufgeladenen Belegung und damit die Ionen des umgekehrten Vorzeichens, oder man bestimmt die Aufladung der anderen Kondensatorbelegung durch gleichnamig geladene Ionen. Die Auflademethode wird bevorzugt, weil sie höhere Genauigkeit erlaubt.

Sind nun die Meßbedingungen so eingerichtet, daß ein Ion der Beweglichkeit k , das am äußersten Rand in den Kondensator eintritt, gerade noch die gegenüberliegende Belegung erreicht, so ist diese Beweglichkeit die Grenzbeweglichkeit k_g , d. h. diejenige, bis zu der 100% der eintretenden Ionen abgefangen werden. Von allen Ionen einer kleineren Beweglichkeit werden nur noch bestimmte Bruchteile abgefangen.

Zur Ionenzählung hat man nun Apparatdimensionen, Hilfsspannung und Luftgeschwindigkeit so einzurichten, daß alle in der Luft enthaltenen Ionen im Apparat abgefangen werden. Dann ergibt sich aus der Aspirationsmenge und -zeit, Aufladung und Kapazität die in 1 cm^3 Luft enthaltene Ladung eines Vorzeichens und, wenn man die von Nolan und seinen Mitarbeitern*) experimentell bestätigte Voraussetzung, daß jedes Ion nur eine Elementarladung trägt, annimmt, sofort auch die Ionenzahl eines Vorzeichens pro Kubikzentimeter.

Die beschriebene Methode führt zu richtigen Ergebnissen, solange zwei Bedingungen erfüllt sind:

1. Es müssen, wie schon gesagt, die Versuchsbedingungen so sein, daß alle Ionen aus der durchgesaugten Luft abgefangen werden, d. h. die Grenzbeweglichkeit muß kleiner, höchstens gleich sein der geringsten überhaupt vorhandenen Beweglichkeit. Anderenfalls werden von den noch schwereren Ionen nur noch bestimmte Prozentsätze abgefangen, wie es bekanntlich beim Ebertschen Ionenzähler der Fall ist. Es ist also prinzipiell unmöglich, durch eine Messung eine Ionengruppe für sich aus einem Ionengemisch auszusondern. Dies ist nur möglich nach Bestimmung des ganzen Spektrums (s. unten).

*) J. J. Nolan, B. K. Boylan, G. P. de Sachy: Proc. Roy. Irish Acad. (A) **37**, 1 (1925).

2. Die zweite Bedingung ist folgende: Es müssen alle in der angesaugten Luft enthaltenen Ionen auch wirklich in den Kondensator eintreten, d. h. die unvermeidlichen Randstörungen desselben dürfen nicht störend auf die Ionenverteilung einwirken!

Diese letztere Bedingung macht nun einige Schwierigkeiten: In der Luft sind in der Hauptsache zwei verschiedene Ionengruppen vorhanden, die „leichten“ Ionen mit einer Beweglichkeit von etwa $1 \text{ cm/sec} : \text{Volt/cm}$ und die „schweren“ mit $k = 3 \cdot 10^{-4} \text{ cm/sec} : \text{Volt/cm}$; beide sollen mit einer Messung erfaßt werden. Wegen der geringen Beweglichkeit der schweren muß man die Hilfsladung entsprechend hoch und die Strömungsgeschwindigkeit entsprechend gering wählen. Dadurch entsteht die Gefahr, daß an der Eintrittsstelle des Kondensators das durch Randstörungen bedingte Gegenfeld so groß wird, daß ein Teil der kleinen Ionen gar nicht mehr in den Meßraum gelangt, die Ionenzahl also zu klein erscheint. Diese Fehlerquelle läßt sich auf verschiedene Weise eliminieren: Einmal kann man nach einem von Becker*) angegebenen Kunstgriff das Feld an der Eintrittsstelle eines Zylinderkondensators homogenisieren und so erreichen, daß die Ionen wirklich erst im Kondensatorbeginn auf ein Feld treffen. Eine andere Methode ist die, daß man die leichten Ionen gar nicht bis an den Meßkondensator herankommen läßt, sondern sie in einem entsprechend dimensionierten Vorkondensator herausfängt**). Man setzt also das gleiche Luftvolumen zweimal einem Meßfeld aus und kann so annähernd die Anteile der leichten und schweren Ionen an der Gesamtionisation getrennt bestimmen, gleichzeitig mit der genauen Ermittlung der Gesamtionenanzahl. Diese Gleichzeitigkeit ist deshalb von besonderer Wichtigkeit, weil die Schwankungen des Ionengehalts in der Atmosphäre schon innerhalb weniger Minuten ganz beträchtlich sein können***).

Gleich wichtig wie die Ionenanzahl ist ihre Beweglichkeitsverteilung. Die Bestimmung von Beweglichkeiten ist im Prinzip recht einfach, die praktische Durchführung jedoch noch höchst unbefriedigend. Die Methode sei an Hand der schematischen Fig. 1 kurz erläutert:

Ich nehme zunächst an, es seien nur Ionen einer einzigen Beweglichkeit vorhanden. Bestimme ich dann die Charakteristik, d. h. die Strom-Spannungskurve, so ergibt sich das bekannte Bild (linke obere Figur): Zunächst Ohmscher Strom, dann, wenn alle Ionen abgefangen werden, Sättigungsstrom. Der Spannungswert des Knickpunktes ergibt in einfacher Rechnung die Beweglichkeit der betrachteten Ionengruppe.

Sind mehrere Ionengruppen verschiedener Beweglichkeiten vorhanden, so muß die Charakteristik eine gebrochene Gerade mit so viel Knickstellen sein, wie Gruppen da sind. Jedem Knickpunkt ist eine bestimmte Beweglichkeit zugeordnet (mittlere obere Figur).

*) A. Becker: Zeitschr. f. Instrumentenkde. 29, 258 (1909).

**) H. Israel: Zeitschr. f. Geophys. 1929, S. 342.

***) Derselbe: l. c.

Treten endlich nicht verschiedene scharf getrennte Beweglichkeitsgruppen auf, sondern sind gewisse Bereiche des Beweglichkeitsspektrums kontinuierlich besetzt, wie es den tatsächlichen Verhältnissen am nächsten kommen dürfte, so zeigt die Charakteristik nicht mehr Knickstellen, sondern eine stetige Krümmung überall da, wo das Ionenspektrum besetzt ist (rechte obere Figur).

Man kann aus diesen Überlegungen, die an anderer Stelle auch mathematisch streng durchgeführt werden sollen, eine allgemeine Regel ableiten. Da jedem Spannungswert bei sonst unveränderten Versuchsbedingungen ein Beweglichkeitswert zugeordnet ist, kann man die Abszisse in gleicher Weise für Meßspannung und Darstellung der spektralen Verteilung benutzen. In den unteren Figuren ist in dieser Weise zu den drei angenommenen Fällen von Charakteristiken das zugehörige Ionenspektrum konstruiert. Dann gilt der Satz: Das Spektrum ist nur

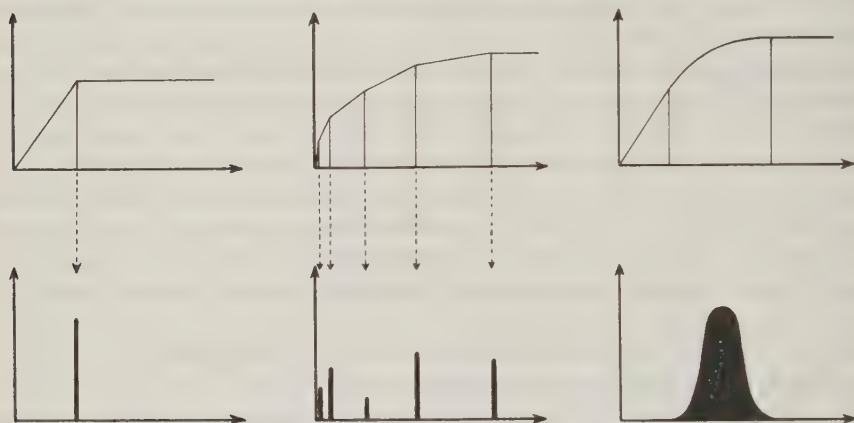


Fig. 1

in den Gebieten besetzt, in denen die Charakteristik von einer geraden Linie abweicht. Mathematisch ausgedrückt: Die zweite Ableitung der Charakteristik gibt ein Maß für den Ionengehalt des betreffenden Spektralbereichs! Die Intensitätsverteilung ergibt sich also aus der Stärke der Krümmung.

Aus diesen Überlegungen folgt, daß man bestimmte Aussagen über die Intensitätsverteilung im Ionenspektrum nur machen kann, wenn man die ganze Charakteristik vom Anfangspunkt bis zum Sättigungswert kennt. Dadurch erklärt sich die vorhin bei der Ionenzählung aufgestellte Bedingung, daß alle in den Apparat eintretenden Ionen abgefangen werden müssen, wenn die Zählung richtig werden soll.

Die experimentelle Ermittlung dieser Strom-Spannungscharakteristik stößt auf große Schwierigkeiten, weil dazu sowohl die Ionenzahl als auch ihre spektrale Verteilung während der Meßzeit unverändert bleiben müssen, eine selbst in geschlossenen Räumen kaum erfüllbare Bedingung. Die Messungen des Ionen-

spektrums sind deshalb noch sehr lückenhaft! Die kleinste überhaupt vorkommende Beweglichkeit, also das Ende des Spektrums, läßt sich natürlich viel leichter bestimmen und ist von verschiedenen Autoren übereinstimmend zu etwa $3 \cdot 10^{-4}$ cm/sec : Volt/cm gefunden worden. (Einige Messungen von Kähler deuten allerdings darauf hin, daß auch noch geringere Beweglichkeiten vorkommen können.) Als gesichert sind zu betrachten die beiden Linien bei $k = 1$ und $k = 3 \cdot 10^{-4}$ cm/sec, auch in ihrer zahlenmäßigen Häufigkeit. Zwischen diesen beiden scheint bei 0.01 cm/sec : Volt/cm die Gruppe der mittelbeweglichen Ionen regelmäßig aufzutreten. Im übrigen ist über das Spektrum recht wenig Sicheres bekannt. Eine Verbesserung der Meßmethode muß ihr Hauptziel darin sehen, die Meßzeit auf das äußerste zu beschränken, am besten so, daß die einzelnen Kurvenpunkte gleichzeitig bestimmt werden, etwa in der Art, daß man die Innenelektrode eines Zylinderkondensators in mehrere gegeneinander isolierte Stücke zerlegt, deren jedes für sich mit einem Elektrometer verbunden ist. Ein derartiger Apparat wird von mir benutzt. Über die Ergebnisse wird nach Abschluß der Messungen später berichtet werden.

Beobachtungsergebnisse. Die Beobachtungsergebnisse sind schon an anderer Stelle ausführlich behandelt*), so daß nur eine kurze Zusammenstellung genügt.

Tabelle 1

Ort	Großionenzahl
Paris (Val de Grâce 1927)	33000
Frankfurt	19500
Paris (Champ de Mars 1927)	18000
Dublin	16000
Paris (Champ de Mars 1905)	10000
Taunus-Observatorium (Sommer)	3500
Helgoland	2000
Freiburg (Schweiz)	3500
Dalkey (irische Küste)	1000
Stubaital (Föhn)	1000

Wie schon zu Anfang erwähnt, zeichnen sich die schweren Ionen aus durch ihre sowohl örtliche wie zeitliche auffallend große Variabilität. Tabelle 1 gibt die an verschiedenen Meßorten bestimmten mittleren Zahlen der großen Ionen. Es besteht ein direkter Zusammenhang zwischen Großionenzahl und dem Rauch- und Staubgehalt der Luft, wie man auch aus ihrer Relation zur Länge des Weges über Stadtgebiet (Israel) und zur Zahl der überstrichenen Fabrikschornsteine (Mc Laughlin) schließen kann. Je besser die Sicht ist, um so weniger Ionen sind vorhanden, oder vielmehr umgekehrt: Je weniger große Ionen vorhanden sind, um so kleiner ist die Trübung! Zusammenfassend kann man sagen: Die schweren Ionen kommen in großer Anzahl nur in Großstädten vor und nehmen.

*) H. Israel: Gerlands Beitr. **23**, 144 (1929); **26**, 283 (1930); Mc Laughlin: Ann. de Phys. de l'inst. du Globe **6**, 60 (1928).

außerhalb derselben sowie auch, wie man aus Kernzählungen und Hochgebirgsmessungen schließen kann, mit der Höhe rasch ab; d. h. es hat den Anschein, als ob die großen Ionen zum allergrößten Teil wenigstens ihre Existenz nur der Rauchentwicklung der menschlichen Ansiedlungen, vor allem der Großstädte und Industriezentren, verdanken! Andere Entstehungsquellen (Lenardeffekt an festen und flüssigen Partikelchen u. ä.) haben nur lokale Bedeutung.

Die Entstehung der schweren Ionen vollzieht sich im allgemeinen durch Anlagerung leichter Ionen an ungeladene Kerne. Die Zeit, die vergeht zwischen

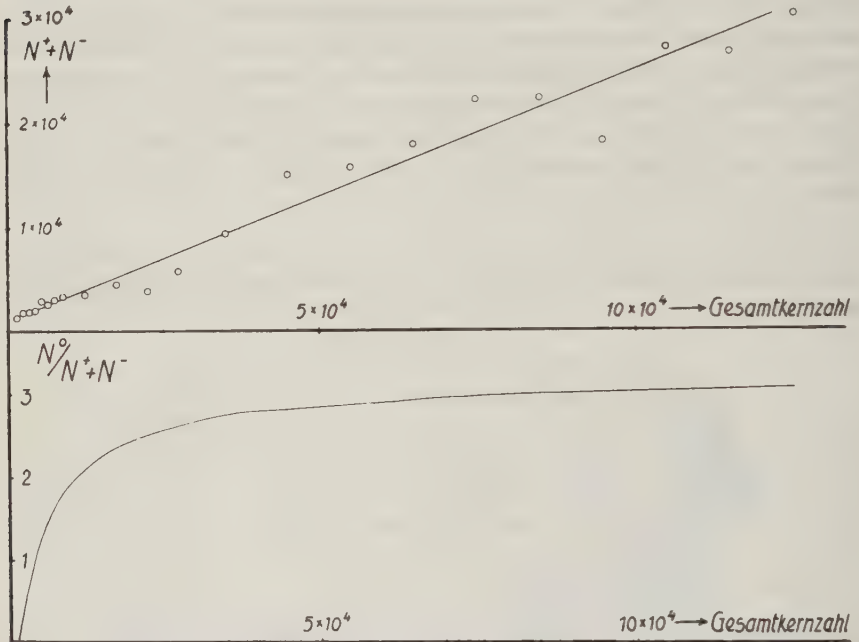


Fig. 2

der Erzeugung eines Kleinions und seiner Anlagerung an einen Kern, also seine mittlere Lebensdauer, läßt sich nach der bekannten von Schweidler ausgearbeiteten Methode bestimmen und ist natürlich um so kleiner, je größer die Kernzahl ist. Um einige Zahlen anzugeben: Nolan findet in Dublin 8.5 sec. in Tirol sind gemessen 30 bis 50, Hess findet auf Helgoland als größten Wert bei reiner Polarluft 200 bis 300 sec.

Zwischen Kleinionen, Großionen und ungeladenen Kernen besteht nun ein bestimmter Zusammenhang insofern, als im Gleichgewicht die Zahl der pro Sekunde erzeugten Ionen gleich sein muß der in der gleichen Zeit verschwindenden Anzahl. Die Ergebnisse der Gleichgewichts- und Wiedervereinigungsbetrachtungen

sind noch umstritten*). Ein Punkt verdient hierbei besondere Beachtung: Das Verhältnis der geladenen zu den ungeladenen Kernen. Dies wird im allgemeinen als konstant vorausgesetzt. In Fig. 2 habe ich meine gesamten bisherigen Großionenmessungen nach dem gleichzeitig von Aitken bestimmten Kerngehalt geordnet. Jeder Punkt ist ein Mittelwert aus einer großen Anzahl von Meßpunkten. Die Punkte lassen sich mit einer genügenden Genauigkeit durch eine Gerade approximieren; die eingezeichnete Gerade ist nach der Methode der kleinsten Quadrate berechnet und geht mit Sicherheit nicht durch den Anfangspunkt. Das Verhältnis der geladenen zu den ungeladenen Kernen N/N^0 kann also keine Konstante sein! In der unteren Kurve ist das Verhältnis N^0/N als Funktion der Kernzahl dargestellt. Es ist also von der Gesamtkernzahl ein um so höherer Prozentsatz geladen, je weniger Kerne vorhanden sind. Bei Kernzahlen von 1000 und weniger können sogar alle geladen sein, wie es auch oft beobachtet wurde. Demnach kann also strenggenommen die Wiedervereinigung nicht durch eine Wiedervereinigungskonstante, sondern nur durch eine Wiedervereinigungsfunktion charakterisiert sein.

Die Beziehungen der Großionen zum Luftpörper sind noch nicht völlig geklärt. Wohl scheint Tropikluft reicher an ihnen zu sein als Polarluft, doch sind diese Ergebnisse aus Messungen gewonnen, die durch Großstadteinflüsse gefärbt sein können**).

Interessante Beziehungen bestehen zur relativen Feuchtigkeit: Je höher die relative Feuchtigkeit ist, ein um so höherer Prozentsatz der Kerne ist geladen (wieder ein Beweis für die Inkonstanz des Verhältnisses der ungeladenen zu den geladenen Kernen), oder, wie man es auch ausdrücken kann: Steigende Feuchtigkeit begünstigt die Bildung der schweren Ionen durch Anlagerung kleiner an ungeladene Kerne.

Die großen Ionen zeigen, ebenso wie alle anderen luftelektrischen Elemente, eine ausgeprägte jährliche und tägliche Periode. Beide haben den gleichen Gang wie die Perioden des Potentialgefälles, ja die Parallelität geht so weit, daß man eine Unregelmäßigkeit im zeitlichen Potentialverlauf fast genau so bei gleichzeitiger Ionenmessung feststellen kann. Auch ist der mittlere Wert des Potentialgefälles in Großstadtluft wesentlich höher als in Landluft. Der Grund für diese Parallelität ist leicht ersichtlich: Das Potentialgefälle ist um so größer, je geringer die Leitfähigkeit ist; mit zunehmender Großionenzahl nimmt die der Kleinionen entsprechend ab, mithin also auch die Leitfähigkeit; d. h. das Spannungsgefälle muß ebenfalls zunehmen.

Mit Hilfe des Massenaustausches gelingt es, für die jährliche Periode der Ionen und damit auch für die des Potentialgefälles eine plausible Erklärung zu finden. Bei der Tagesperiode müssen andere Faktoren bestimmend sein, da ihr Verlauf mit dem Massenaustausch nicht in Einklang zu bringen ist***).

*) Genauer bei K. Kähler: Einführung in die atm. El., V. S. 86ff. Berlin 1929.

**) H. Israel: l. c.

***) Genauer: H. Israel, l. c. und Mc Laughlin, l. c.

Über die sterntägige Schwankung des Erdmagnetismus

Von Ad. Schmidt

Die tägliche Variation der erdmagnetischen Kraft enthält einen, freilich nur formal abzusondernden und daher zunächst hypothetischen nach Sternzeit verlaufenden Teil. Seine sichere Feststellung wäre an und für sich wie insofern von Bedeutung, als sie zeigte, daß die beobachteten täglichen Gänge nicht die reine sonnentägige Variation darstellen und daher bei allen auf diese gerichteten Untersuchungen einer entsprechenden Verbesserung bedürfen. Das gilt auch bei der lunaren Schwankung soweit, als sie für die einzelnen Mondphasen betrachtet wird.

Weiter aber läßt jene Feststellung auf das Bestehen eines festen homogenen Magnetfeldes in der Umgebung der Erde schließen. Seine wahre Beschaffenheit ist nicht unmittelbar aus den an der Erdoberfläche beobachteten Erscheinungen zu entnehmen, da seine Wirkung von derjenigen der infolge der Erddrehung im Erdkörper und in den höheren Atmosphärenschichten induzierten Ströme abgeändert erscheint. Unter annehmbaren Ansätzen für die elektrische Leitfähigkeit in beiden läßt sich indessen diese Änderung abschätzen und damit ein genähertes Bild des äußeren Feldes gewinnen.

So ergibt sich die Stärke seiner (allein bestimmaren) zur Erdachse senkrechten Komponente zu etwa 3γ. Seine Richtung fällt in die von der Erdachse und der Senkrechten auf der Ekliptik gebildeten Ebene. Seiner Form nach entspricht daher das (nur im Jahresmittel feststellbare) Feld der Wirkung einer Magnetisierung der Sonne, die aber mindestens 5 mal so stark sein müßte, als die bisher auf Grund von Hale's Angaben vermutete. Da aber nach neueren Untersuchungen nicht einmal diese und überhaupt keine merkliche äußere magnetische Wirkung der Sonne besteht, so fällt die Möglichkeit einer darauf gestützten Erklärung fort.

Zum Vergleich von Sonnenscheinregistrierungen an Orten mit verschiedengeformtem natürlichen Horizont

(Vorläufige Mitteilung)

Von V. Conrad, Wien

Es wird über Messungen der Zeitdauer berichtet, die zwischen Auftauchen der Sonne und Einbrennen in den Registrierstreifen des Campbell-Stokesschen Apparates liegt.

Vor nicht allzu langer Zeit habe ich eine einfache Methode angegeben, aus den Registrierungen eines Sonnenscheinautographen unmittelbar die am Auf-

stellungsort des Instruments effektiv mögliche Sonnenscheindauer*) zu berechnen. An Tagen, die beim Auftauchen der Sonne am Morgen und ihrem Verschwinden am Abend wolkenlos sind, werden die entsprechenden Zeiten den Registrierstreifen entnommen, und für diese Tage des Jahres kann so die effektiv mögliche Sonnenscheindauer errechnet werden. Durch eine dekadenweise Ausgleichung ist es dann möglich, auf Grund von ein- bis zweijährigen Beobachtungen Monatssummen der effektiv möglichen Sonnenscheindauer abzuleiten. Die Methode erlaubt es auch, die Sonnenscheindauer eines Gebirgsortes mit kupiertem Horizont mit der eines Ortes mit freiem Horizont so zu vergleichen, daß nur identische Himmelsbezirke in den Vergleich eingehen.

Die kurz beschriebene Methode könnte nun auf eine große Schwierigkeit stoßen, wenn z. B. zwischen dem Auftauchen der Sonne und dem ersten Einbrennen in den Streifen eine erhebliche und variable Zeit verstreichen könnte. Nach C. Dorno**) kann es vorkommen, daß das erste Einbrennen eine Stunde oder mehr nach dem Auftauchen der Sonne erfolgt.

Um die wichtige Frage nach der Zwischenzeit (zwischen Auftauchen der Sonne und erstem Einbrennen) näher zu studieren, hat Herr Primarius Dr. H. Huber, Chefarzt der Kuranstalt Gröbming im Ennstal (Steiermark) über meine Anregung mit einer guten Stoppuhr eine Reihe von Messungen der Zwischenzeit angestellt, über die ich hier kurz berichten will.

Bevor ich jedoch auf diese Messungen eingehe, möchte ich noch auf eine bekannte, aber doch viel zu wenig beachtete Gefahr für die Registrierungen des Sonnenscheins hinweisen: die Raufrostbildung an der Glaskugel in der kalten Jahreszeit. Nach verschiedenen Versuchen glaube ich sagen zu können, daß ein hauchdünner Überzug der Kugel mit Glycerin die Raufrostbildung sehr stark herabzusetzen imstande ist. In den Fällen, wo sich dennoch eine dünne Eisschicht an der Glaskugel niederschlägt, kann sie völlig mühelos am Morgen entfernt werden. Nach den in Gröbming von H. Huber vorgenommenen Messungen dürfte durch den Glycerinüberzug die Zwischenzeit höchstens um 10 bis 20 Sekunden vergrößert werden. Es stehen vorläufig nur Messungen an 14 ganz klaren Morgen bei Sonnenhöhen zwischen 5 und 10° zur Verfügung. Als Mittelwerte ergeben sich bei der ersteren Sonnenhöhe 78 Sekunden, bei der anderen 36 Sekunden. Der Maximalwert bei ganz reinem Himmel, 5° 7' Sonnenhöhe, Glycerinüberzug und ganz schwacher Raufrostbildung an der Glaskugel betrug 115 Sekunden. Als Minimalwert wurde bei 10° 20' Sonnenhöhe, tiefbauem Himmel und ganz reiner Glaskugel 28 Sekunden gefunden. Trübungen der Atmosphäre können die Zwischenzeit erheblich hinaufsetzen. So wurde z. B. am 23. Februar bei feinstem Schneetreiben in der Höhe und sonst ganz guter Sonne eine Zwischenzeit von 563 Sekunden gefunden. Ein dünner Cirrusschleier am 27. Februar

*) V. Conrad: Ermittlung der effektiv möglichen Sonnenscheindauer bei Horizontüberhöhungen. Gerlands Beitr. z. Geophys. 21, 366 (1929).

**) C. Dorno: Parallelmessungen der photochemischen Ortshelligkeit usw. Meteorol. Zeitschr. 1929, S. 378 (Fußnote).

brachte eine Zwischenzeit von 324 Sekunden. Die Mittelwerte stimmen in der Größenordnung sehr wohl mit Beobachtungen überein, die ich selbst im Jahre 1927 in Gargellen (Montafonertal, Vorarlberg), freilich bei bedeutend größeren Sonnenhöhen und einer Lufttemperatur von rund -10° , angestellt habe, die eine Zwischenzeit von rund 20 Sekunden ergaben.

Das in Gröbming gewonnene Material ist nicht nur zu spärlich, um ein endgültiges Urteil über die Zwischenzeit zu fällen, sondern es fehlt auch die Messung der Lufttemperatur und die der Messingschale des Apparates. Die Beobachtungen werden daher in vervollständigter Weise im nächsten Winter fortgesetzt werden.

Wenn sich jedoch die Ergebnisse dieser ersten vorläufigen Messungsreihe bewahrheiten sollten, so wird man wohl sagen können, daß die durch die „Zwischenzeit“ hervorgebrachten Fehler gegen die sonstigen Beobachtungsfehler stark zurücktreten oder höchstens von gleicher Größenordnung sind. Es wäre dann die eingangs erwähnte Methode, die effektiv mögliche Sonnenscheindauer aus den Sonnenscheinregistrierstreifen selbst zu bestimmen, als brauchbar anzusehen. Auch beim Vergleich von Strahlungssummen verschiedener Orte mit verschieden großem Bergschatten könnte die Methode dann gute Dienste leisten.

Es möge noch bemerkt werden, daß die oben angegebene Methode zur Berechnung des Bergschattens bereits für ziemlich viele Registrierstationen durchgeführt worden ist. Dabei sind erhebliche Sprünge der Aufgangszeiten von einem schönen Tag zum benachbarten nächsten kaum vorgekommen. Wenn die Dornosche Beobachtung von Zwischenzeiten bis zu einer Stunde und darüber, an der natürlich nicht gezweifelt werden darf, sich auf eine häufige Erscheinung beziehen würde, so müßten sich Sprünge einstellen, was, wie gesagt, nicht der Fall zu sein scheint*).

Die Stundensummen der Sonnenscheindauer, ausgedrückt in Prozenten der effektiv möglichen Sonnenscheindauer, gäben dann die Unterlage für eine Sonnenscheindauerkarte eines Gebirgslandes.

Die oben erwähnten Arbeiten fallen in den Rahmen einer medizinisch-klimatischen Aktion des österreichischen Volksgesundheitsamtes im Bundesministerium für soziale Verwaltung.

*) Eine ausführlichere Mitteilung soll in der Dornofestschrift der „Strahlentherapie“ erscheinen.

Neuerscheinungen

Seismik (seit 1922)

Vicente Inglada Ors: „Nuevas Formulas para abreviar el calculo de la profundidad aproximada del foco sismico per el método de Kövesligethy. y su aplicacion a algunos temblores de tierra.“

VIII. u. 61 S. mit 2 Fig. u. 1 Karte. Madrid. Talleres del Instituto Geografico y Estadistico 1921.

- I. Obtencion de las Ecuaciones fundamentales,
 - II. Resolucion de las ecuaciones que dan Los Valores de h y α ,
 - III. Obtencion de algunas formulas que abrevian el calculo de h .
 - IV. Aplicacion al sismo de Hereford (Inglaterra) de 17 de diciembre de 1896,
 - V. Aplicacion a algunos sismos españoles,
 - VI. Conclusion,
- Nota bibliografica.

Conrad, V.: „Dynamische Geologie“. S. 398—496 der Enzyklopädie der mathematischen Wissenschaften VI. Bd., 1. Teil. Leipzig, B. G. Teubner, 1922.

- I. Erdbeben als Erreger elastischer Wellen in der Erde,
- II. Theorie des Erdbebenstrahls,
- III. Das Seismogramm,
- IV. Anhang: Epizentralort und -Zeit, Herdtiefe.

Mainka, C.: „Erdbebenwellen“, S. 191—232 mit 29 Abb. aus der Einführung in die Geophysik (Naturwissenschaftliche Monographien und Lehrbücher, herausgegeben von der Schriftleitung der „Naturwissenschaften“ IV. Bd.). Berlin, Julius Springer, 1922. Preis 13.— RM, geb.

- I. Seismische Instrumentenkunde,
- II. Seismometrie und Seismophysik.

Sieberg, A.: „Die Verbreitung der Erdbeben auf Grund neuerer makro- und mikro-seismischer Beobachtungen und ihre Bedeutung für Fragen der Tektonik.“ 96 S. mit einer farbigen Weltkarte (Veröffentlichungen der Reichsanstalt für Erdbebenforschung in Jena, herausgegeben von O. Hecker, Heft 1). Jena, Gustav Fischer, 1922. Preis 1.60 RM.

Tams, E.: „Die endogendynamischen Vorgänge der Erde“, S. 295—319, mit 2 Abb. aus der Einführung in die Geophysik (Naturwissenschaftliche Monographien und Lehrbücher, herausgegeben von der Schriftleitung der „Naturwissenschaften“, IV. Bd.). Berlin, Julius Springer, 1922. Preis 13.— RM geb.

IV. Kapitel: „Erdbeben“.

12. Die makroseismischen Elemente eines Bebens,
13. Häufigkeit, Verbreitung und Ursache der Erdbeben.
14. Zwei Beispiele starker Beben.

Ors, Vicente Inglada: „La Corteza terrestre“. 94 Seiten mit 5 Fig. Madrid, Talleres del Instituto geografico, 1923.

Derselbe: „La Sismologia. — Sus métodos el estado actual de ses problemas fundamentales“. 96 Seiten mit 14 Figuren. Madrid, Talleres del Instituto geografico, 1923.

Mainka, C.: „Physik der Erdbebenwellen“. VIII u. 156 S. mit 35 Fig. u. 20 Tab. Sammlung geophysikal. Schriften, herausgegeben von C. Mainka, Bd. 1.) Berlin, Gebr. Borntraeger, 1923. Preis geh. 9.— RM.

Sieberg, A.: „Geologische, physikalische und angewandte Erdbebenkunde“. XIII u. 572 S. mit 178 Textabb., einer farbigen seismisch-tektonischen Weltkarte u. einem Anhang von 17 Hilfstafeln f. d. angewandte Erdbebenforschung. Jena, Gustav Fischer, 1923. Preis geh. 18.— RM; geb. 20.— RM.

Einleitung: Physikalische und geologische Grundlagen der Erdbebenforschung,

- I. Begriff und Erscheinungsformen der Erdbeben,
 - II. Mechanik der Erdbeben,
 - III. Entstehung und Arten der Erdbeben,
 - IV. Theorie der Erdbebenwellen und verwandter Erscheinungen sowie deren Bedeutung für die Erkenntnis des Erdinnern,
 - V. Geographie der Erdbeben,
 - VI. Erdbebeninstrumente,
 - VII. Seismische Untersuchungsmethoden,
- Anhang: Hilfstafeln.

Gutenberg, B.: „Die seismische Bodenunruhe und ihr Zusammenhang mit den Nachbargebieten, insbesondere Geologie und Meteorologie“. X u. 69 Seiten mit 20 Abb. (Sammlung geophysikalischer Schriften, herausgegeben von C. Mainka, Bd. 3.) Berlin, Gebr. Borntraeger 1924. Preis geh. 4.20 RM.

Einleitung.

- I. Bodenunruhe durch Industrie und Verkehr,
- II. Bodenunruhe durch Wasserfälle und ähnliche Erschütterungen.
- III. Bodenunruhe durch vulkanische Vorgänge,
- IV. Bodenunruhe bei lokalem Sturm, Böen und Luftdruckschwankungen.
- V. Unregelmäßige Schwingungen mit Perioden von 10 Sekunden bis 1 Minute,
- VI. Lokale Bodenunruhe durch Brandungen,
- VII. Regelmäßige Bodenbewegungen mit Perioden von 4 bis 10 Sekunden,
- VIII. Verschiedene hypothetische Quellen für Bodenunruhe,
- IX. Bodenunruhe bei Frost.

Literatur.

Gutenberg, B.: „Der Aufbau der Erde“. VIII u. 168 Seiten mit 23 Abb. Berlin, Gebr. Borntraeger, 1925. Preis 11.— RM.

- I. Schlüsse auf das Erdinnere aus Beobachtungen an Erdbebenvorläufern,
- II. Gestalt und Dichte der Erde,
- III. Die Schwerkraft,
- IV. Der Druck im Erdinnern,
- V. Die Temperatur im Erdinnern,
- VI. Die Schwankungen und Lagenänderungen der Erdachse,
- VII. Ebbe und Flut,
- VIII. Richtigkeit und Kompressibilität im Erdinnern,
- IX. Der Aufbau der Erdkruste,
- X. Die Stoffe im Erdinnern,
- XI. Die Aggregatzustände im Erdinnern,
- XII. Der Aufbau der Atmosphäre.

Zusammenfassung. Literatur.

Carvalho, A. F. De: „Estudo Actual dos Tremores de Terra“. 50 Seiten mit 6 Figuren. Coimbra, Imprensa de Universidade, 1925.

Sieberg, A. und Lais, R.: „Das mitteleuropäische Erdbeben vom 16. November 1911. Bearbeitung der makroseismischen Beobachtungen“. 106 S. mit 8 Abb. im Text und 2 farbigen Isoleistenkarten. (Veröffentlichungen der Reichsanstalt für Erdbettenforschung in Jena, herausgegeben von O. Hecker, Heft 4.) Jena, Gustav Fischer, 1925: Preis 10.— RM.

Ambross, R.: „Methoden der angewandten Geophysik“, XII u. 258 S. mit 84 Abb. (Wissenschaftl. Forschungsberichte, naturwissenschaftl. Reihe, herausgegeben von R. Liesegang, Bd. XV.) Dresden und Leipzig, Theodor Steinkopff, 1926. Preis 15.— RM; geb. 16.50 RM.

Einleitung,

Einfluß des Untergrundes auf die Beschaffenheit des Schwerfeldes an der Erdoberfläche,

Magnetische Aufschlußmethoden,

Die Verwertung radioaktiver und luftelektrischer Messungen für geophysikalische Aufschlußarbeiten,

Energieströme,

Elektrische Erderforschungsmethoden,

Die Untersuchung des Aufbaues des Untergrundes mittels elastischer (seismischer) Wellen,

Die Temperaturverteilung im Erdinnern und die Verwertung von Temperaturmessungen in der angewandten Geophysik,

Literaturverzeichnis.

Tams, E.: „Die Frage der Periodizität der Erdbeben, eine Darstellung des gegenwärtigen Standes der einschlägigen Untersuchungen“. IX. u. 128 S. mit 15 Fig. u. 49 Tabellen im Text. (Sammlung geophysikalischer Schriften, herausgegeben von C. Mainka, Band 5.) Berlin, Gebr. Borntraeger, 1926. Preis geh. 9.60 RM.

I. Untersuchungsmethoden,

II. Mögliche Periodizitäten und ihre Erklärung: Tägliche Perioden, Perioden im Laufe eines Jahres, Perioden von längerer Dauer als 1 Jahr und sonstige Frequenzschwankungen.

Literaturverzeichnis.

Bouasse, H.: „Séismes et Sismographes“. 395 S. mit 126 Fig. Paris, Librairie Delagrave, 1927. Preis 45.— fr.

Théories et expériences,

I. Propagation dans un milieu isotrope indéfini,

II. Réflexion et réfraction,

III. Sismographes,

IV. Séismes,

V. Théorie des rayons sismiques,

VI. Croûte terrestre,

Appendix 1—4: Démonstration du théorème d'Abel, Accéléromètres, sur la profondeur des hypocentres, sur le refroidissement de la Terre.

Davison, Ch.: „The Founders of Seismology“, XIII u. 240 S. mit 11 Fig. Cambridge, University Press, 1927. Preis 12 s 6 d.

I. Before Michell,

II. John Michell,

- III. From Michell to Perrey.
- IV. Alexis Perrey,
- V. Robert Mallet and his Successors.
- VI. The Study of Earthquakes in Italy.
- VII. The Study of Earthquakes in Central Europe,
- VIII. The Study of Earthquakes in the United States.
- IX. Fernand de Montessus de Ballore.
- X. John Milne.
- XI. Fusakichi Omori.

Geiger, Jos.: „Mechanische Schwingungen und ihre Messung“. XII u. 305 S. mit 290 Abb. u. 2 Tafeln. Berlin, Julius Springer, 1927. Preis 24.— RM.

Gutenberg, Benno: „Grundlagen der Erdbebenkunde“. 189 S. mit 84 Abb. u. 1 Tafel. (Bd. XII der Sammlung Borntraeger.) Berlin, Gebr. Borntraeger, 1927. Preis 8.80 RM.

- I. Erdbebenwirkungen,
- II. Die Entstehung der Erdbeben.
- III. Die Verbreitung der Erdbeben.
- IV. Erdbebeninstrumente.
- V. Die Aufzeichnungen der Seismometer und die Erdbebenwellen.
- VI. Die Herdbestimmung,
- VII. Die seismische Bodenunruhe,
- VIII. Erdbebenvorhersage und Erdbebenschutz.

Derselbe: „Erdbeben und Erbebenwellen“. 33 S. mit 21 Abb. im Text aus dem Handbuch der Physikalischen und Technischen Mechanik, herausgegeben von F. Auerbach und W. Hort. Bd. III, S. 387—420. Leipzig, J. A. Barth, 1927.

- I. Mechanische Vorgänge bis zur Auslösung der Erdbeben.
- II. Die makroseismischen Erscheinungen.
- III. Über Seismometer.
- IV. Aus der Theorie der Erdbebenwellen.
- V. Vorläuferwellen.
- VI. Oberflächenwellen.
- VII. Beobachtungen an Erdbebenwellen und Folgerungen daraus.
- VIII. Die elastischen Konstanten im Erdinnern nach den Ergebnissen der Seismometrie.

Sieberg, A.: „Geologische Einführung in die Geophysik“. X u. 374 S. mit 260 Abb. im Text u. 1 farbigen Karte. Jena, Gustav Fischer, 1927. Preis 19.— RM. S. 275—347 mit 58 Fig.:

- Abschnitt VIII. Die seismischen Vorgänge.
- 53. Allgemeines und Begriffsbestimmungen,
- 54. Die Seismometer,
- 55. Der allgemeine Verlauf der seismischen Störung,
- 56. Das Erscheinen der seismischen Wellen im Seismogramm.
- 57. Die seismische Kraft und ihre Quelle,
- 58. Die Geschwindigkeit der Erdbebenwellen,
- 59. Einige Arbeitsmethoden der Seismik,
- Abschnitt IX. Die Erdbeben.
- 60. Allgemeines und Begriffsbestimmungen,
- 61. Die Wirkungen der Erdbeben.

62. Die submarinen Erdbeben.
63. Kurze Anleitung zum makroseismischen Beobachten von Erdbeben.
64. Die Geographie der Erdbeben.
65. Allgemeines über die geologische Theorie der Erdbeben.
66. Die Einsturzbeben.
67. Die Ausbruchsbeben.
68. Die Dislokationsbeben.

Ambronn, R.: „Elements of Geophysics as applied to explorations for minerals, oil and gas“, ins Englische übersetzt von M. C. Cobb. XI u. 372 S. mit 84 Fig. London, Mc. Graw-Hill Publishing Co., 1928.

- I. The development and present position of geophysical methods applied to prospecting.
 - II. The influence of the subsurface formations on the gravitational field at the surface of the earth.
 - III. Magnetic methods of investigation.
 - IV. The use of radioactive and atmospheric-electric measurements for geophysical prospecting.
 - V. Energy currents.
 - VI. Electrical methods of prospecting.
 - VII. The investigation of the structure of the subsoil by means of elastic (seismic) Waves.
 - VIII. The distribution of temperature in the earth's interior and the use of temperature measurements in applied geophysics.
- Bibliography.

Angenheister, G.: „Seismik“ (Erdbebenwellen). 56 S. mit 37 Abb. aus dem Handbuch der Physik, herausgegeben von H. Geiger u. K. Scheel. Bd. VI. S. 566—622. Berlin, Julius Springer, 1928.

- I. Die Theorie der seismischen Instrumente.
- II. Die physikalische Natur der Erdbebenwellen.
- III. Die geometrische Ausbreitung der Erdbebenwellen im Erdinnern.
- IV. Die Ergebnisse der Beobachtung.

Errulat, F.: „Die Methoden der Erdbebenforschung“. Lieferung 266 von dem Handbuch der biologischen Arbeitsmethoden, herausgegeben von E. Abderhalden. Abt. II. Physikalische Methoden Teil 2. Heft 8. S. 2151—2262 mit 45 Fig. u. 1 Tafel. Berlin-Wien, Urban und Schwarzenberg, 1928. Preis 6. — RM.

- A. Die mikroseismischen Methoden. B. Die makroseismischen Methoden.
- C. Die Untersuchung submariner Beben. D. Untersuchungen über die Ursachen von Erdbeben und verwandte Fragen. E. Untersuchungen über die geographische Verteilung der Bebenherde. F. Untersuchungen über die mikroseismische Unruhe. G. Die Methoden der angewandten Seismologie.

Müller-Pouille: „Lehrbuch der Physik“, 11. Aufl., V. Bd., 1. Hälfte. „Physik der Erde“. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges., 1928. IX. Kapitel: „Mechanik und Thermodynamik des Erdkörpers“. S. 725—790 mit 33 Abb.

6. B. Gutenberg: Die Erdbeben.
7. Derselbe: Seismometrie.

Steuding, Hermann: „Messung mechanischer Schwingungen“ unter Mitwirkung von Hugo Steuding, herausgegeben im Auftrage des Schwingungsausschusses des Vereins Deutscher Ingenieure von W. Hort. XII u. 500 S. mit 450 Abb. Berlin, V. D. I.-Verlag G. m. b. H., 1928. Preis geb. 28.— RM.

- I. Zur Theorie der Schwingungsvorgänge,
- II. Seismometrische Verfahren,
- III. Allgemeine Theorie der Apparate und Methoden.

- IV. Kymographien und Chronographen,
- V. Verfahren und Apparate aus der Physiologie und Biologie,
- VI. Akustische Verfahren,
- VII. Torsions- und Dehnungsmesser,
- VIII. Messung periodischer Vorgänge im allgemeinen Maschinenbau,
- IX. Indikatoren.

Lehrbuch der Geophysik: Herausgegeben von B. Gutenberg. XX u. 1017 S. mit 412 Abb. im Text u. 2 Tafeln. Berlin, Gebr. Borntraeger, 1929. Preis geb. 80.— RM, enthält u. a.:

Abschnitt VI. Erdbeben-Geologie (von A. Sieberg), S. 163—219 mit 23 Fig.
Kap. 20. Grundbegriffe der Erdbebenkunde,

- 21. Häufigkeit und Stärke der Beben,
- 22. Wirkungen von Erdbeben,
- 23. Entstehung und Arten der Erdbeben,
- 24. Schall- und Lichterscheinungen bei Erdbeben,
- 25. Anleitung zu makroseismischen Erdbebenbeobachtungen;

Abschnitt VII. Die physikalischen Vorgänge bei Erdbeben. (Von B. Gutenberg, S. 220—307 mit 53 Fig.)

- 26. Die Seismometer,
- 27. Die Vorläuferwellen der Fernbeben,
- 28. Die Herdtiefe,
- 29. Die Vorläufer der Nahbeben,
- 30. Die Oberflächenwellen bei Erdbeben,
- 31. Die Bestimmung der Herdkoordinaten, Eintrittszeit, Herdtiefe und Energie der Erdbeben aus Erdbebenaufzeichnungen,
- 32. Erdbebenperiodizitäten,
- 33. Die seismische Bodenunruhe;

Abschnitt XII. Geophysikalische Aufschließungsmethoden, S. 500—617 mit 59 Fig.

- 52. Allgemeines über Aufschließungsmethoden (von E. A. Ansel),
- 53. Gravimetrische Methoden (von E. A. Ansel),
- 54. Erdmagnetische Aufschlußmethoden (von J. Bartels),
- 55. Elektrische Aufschlußverfahren (von J. Bartels),
- 56. Die Verwendung von elastischen Wellen zur Erforschung der obersten Erdschichten (von B. Gutenberg),
- 57. Weitere physikalische Aufschlußmethoden und gemeinsame Verwertung der Ergebnisse (von B. Gutenberg).

Handbuch der Geophysik: Herausgegeben von B. Gutenberg. Bd. IV, Lieferung 1 u. 2. Berlin, Gebr. Borntraeger, 1929/30. B. Gutenberg: „Theorie der Erdbebenwellen; Beobachtungen; Bodenunruhe“. 298 S. mit 146 Fig. u. 85 Tabellen; H. P. Berlage: „Seismometer, Auswertung der Diagramme“. 228 S. mit 147 Fig. u. 7 Tabellen; A. Sieberg: „Geologie der Erdbeben“, 160 S. mit 207 Fig. u. 33 Abb.

Meisser, O.: „Beiträge zu einer experimentellen Seismik“. 77 S. mit 68 Abb. (Veröffentlichungen der Reichsanstalt für Erdbebenforschung in Jena, herausgegeben von O. Hecker, Heft 9.) Jena, Gustav Fischer, 1929. Preis 4.50 RM.

- I. Theoretische Grundlagen: Freie Wellen, gebundene Wellen, geometrische Seismik,
- II. Experimentelle Arbeitsmethoden: Konstruktion und Beschreibung der Apparaturen, theoretische Grundlagen für die Auswertung von Registrierungen. Beispiele für Beobachtungen an elastischen Wellen. Ziele und Aufgaben einer experimentellen Seismik.

Krumbach, G.: „Einführung in die Erdbebenkunde“. 74 S. mit 39 Fig. im Text. (Mathematisch-naturwissenschaftlich-technische Bücherei, herausgegeben von E. Wasserloos und G. Wolff, Bd. 22.) Berlin, Otto Salle, 1929. Preis 3.— RM geb.

- I. Die Vorgänge im Herdgebiet eines Erdbebens (Einteilung, Entstehungsursache, Hauptherde und Häufigkeit),
 - II. Die instrumentellen Untersuchungsmethoden,
 - III. Die seismischen Registrierungen (Laufzeitkurven, Bestimmung der Herde, Aufbau des Erdinnern, Bodenunruhe, Anwendung seismischer Methoden für Bodenuntersuchungen, Erdbebendienst).
- Literatur.

Eve, A. S. and Keys, D. A.: „Applied Geophysics in the Search für Minerals“. X u. 253 S. mit 92 Fig. Cambridge, University Press, 1929. Preis 12 s 6 d.

- I. Introductory,
 - II. Magnetic Methods,
 - III. Electrical Methods,
 - IV. Electro-magnetic Methods,
 - V. Gravitational Methods,
 - VI. Seismic Methods,
 - VII. Radioactive and other Methods,
- Appendix, Bibliography.

American Institute of Mining and Metallurgical Engineers: „Geophysical Prospecting 1929. Papers and Discussions Presented at Meetings Held at New-York, February 1928 and at Boston, August 1928“. 676 S. mit zahlreichen Abbildungen. New-York, published by the Institute, 1929.

General, Electrical Methods, Magnetic Methods, Gravity Methods, Seismic Methods.

Nennstiel, Fr.: „Entstehung und Ausbreitung deutscher Erdbeben in ihrer Abhängigkeit von den geologischen Verhältnissen“. 43 S. mit 8 Karten im Text. (Veröffentlichungen der Reichsanstalt für Erdbebenforschung in Jena, herausgegeben von O. Hecker, Heft 12.) Jena, Gustav Fischer, 1930. Preis 3.— RM.

- I. Monographische Bearbeitung einzelner Erdbeben,
 - II. Die festgestellten Erdbebenherde als geologische Störungsstellen,
 - III. Abhängigkeit der Bebenstärke von den geologischen Verhältnissen,
- Literaturverzeichnis.

Dyjk, G. van: „Nomenklatur der Erdbebenkunde“. Afdruk uit Geologische Nomenclatur, S. 164—182. De Bilt 1929.

- I. Erdbeben,
- II. Erdbebenwellen,
- III. Seismographen,
- IV. Seismische Registrierungen,
- V. Epizentralbestimmung.

Meisser, O. und Martin, H.: „Luft- und Bodenseismik.“ 91 S. mit 77 Abb. aus dem Handb. d. Experimentalphys. Bd. XXV, 3. Teil. Angewandte Geophysik unter der Redaktion von G. Angenheister. S. 211—302. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft, 1930.

- I. Luftseismik.
- II. Bodenseismik (Apparate und Methoden).
- III. Seismische Bodenforschung (Messungen).

Rothé, E.: „Les méthodes de prospection du Sous-sol“. VIII u. 392 S. mit 156 Fig. Paris, Gauthier-Villars e Co., 1930.

I. Méthodes magnétiques,

1. méthodes et instruments.
2. applications de la méthode magnétique.
3. interprétation des résultats,

II. Méthode électrique,

4. les méthodes et les instruments,
5. applications de la méthode électrique et interprétations,

III. Méthode sismique,

6. méthodes et instruments, manipulations,
7. expériences et interprétations,

IV. Méthode de gravitation,

8. potential et ses dérivées. Leur mesure.
9. appareils utilisés,
10. les corrections topographiques,
11. interprétations et exemples.

Sieberg, A.: „Die Erforschung des Erdinnern. Arbeitsmethoden und Ergebnisse.“ 59 S. mit 30 Abb. aus dem Handb. der biologischen Arbeitsmethoden. herausgegeben von E. Abderhalden. Abt. X. S. 883—942. Berlin-Wien. Urban und Schwarzenberg, 1930.

A. Arbeitsmethoden.

B. Der innere Aufbau des Erdkörpers.

C. Der innere Aufbau der Erdkruste.

Göttingen, Geophysikalisches Institut, Dezember 1930.

H. Witte.

Mitteilungen

Den Mitgliedern der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft sind vom Verlag Gebrüder Bornträger, Berlin, für das „Handbuch der Klimatologie“ die gleichen Vorzugsbedingungen eingeräumt worden, wie beim Handbuch der Geophysik. Die Preisermäßigung wird also 25 % bei Subskription auf das ganze Handbuch, bzw. 20 % bei Bezug einzelner Teile betragen.

Nachtrag

Nachtrag zum Bericht über die neunte Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft, Jahrgang VI, Heft 8, S. 501.

Freitag, 12. September, nachmittags

V. Conrad: „Zum Vergleich von Sonnenscheinregistrierungen an Orten mit verschieden-geformtem natürlichen Horizont“.

Berichtigungen

Zeitschr. f. Geophys., Jahrg. VI, Heft 8, 1930:

Es muß heißen auf S. 503 im zweiten Absatz des Beschlusses Nr. 2

ist statt 10. November 1918 zu setzen 11. Oktober 1918.

Der Wortlaut der Londoner Erklärung vom 11. 10. 18 findet sich in „Comptes Rendus des Séances de l'Académie des Sciences Band 167, S. 566 u. folg. Paris 1918.

Die Schriftleitung: Prof. Dr. G. Angenheister, Geophysikalisches Institut Göttingen

Die Erdbeben Finnlands

Nach **H. Renqvist**, Helsingfors ¹⁾ — (Mit 1 Abbildung)

Für eine Behandlung der Frage nach der Seismizität der Erde sind durch die mit dem Ausgang des vorigen Jahrhunderts einsetzende neue Entwicklung der Erdbebenforschung die Unterlagen mit den Jahren immer reichlicher bzw. reichhaltiger geworden, sei es, daß die makroseismischen Untersuchungen inhaltlich vertieft und fortschreitend auf neue, bisher mehr oder weniger unberücksichtigt gebliebene Regionen der Erdoberfläche ausgedehnt sind, sei es, daß es auf dem Wege der mikroseismischen Arbeitsrichtung möglich geworden ist, mit wachsendem Erfolg mehr und mehr die Lücken im seismischen Bilde unserer Erde auszufüllen, welche dem Wesen der Sache nach makroseismisch nicht zu ergänzen sind. Die von Renqvist besorgte eingehende monographische Bearbeitung der Erdbeben in Finnland liefert auf makroseismischer Grundlage einen sehr mannigfaltigen und anregenden weiteren Beitrag auf diesem Gebiet. Seine Darstellung hat um so weniger nur regionale Bedeutung, als in mancherlei Beziehung auch methodisch neue Wege gegangen werden und so unter anderem namentlich die wichtige Frage nach der Ursache der finnländischen Beben eine besondere Beleuchtung erfährt.

Auf Grund einer sorgfältigen Durchsicht der in Betracht kommenden Quellen wurden zunächst in Ergänzung früherer anderweitiger Listen finnländischer Beben alle so erfaßbaren makroseismischen Daten bis Anfang 1929 zusammengestellt und, soweit nötig, kritisch erörtert. Die erste Bebennachricht stammt aus dem Jahre 1610. Aus dem 17. Jahrhundert liegen freilich nur zwei Nachrichten vor, sodann aus dem 18. Jahrhundert 46, aus dem 19. Jahrhundert 91 und allein aus den ersten 29 Jahren des gegenwärtigen Jahrhunderts 96, so daß es sich um insgesamt 235 Erdbeben handelt, wobei im allgemeinen auch die Einzelstöße eines Schwarms gesondert gezählt worden sind. Das Anwachsen der Bebenzahlen mit der Zeit ist auf die lückenlosere Wahrnehmung der kleinen Beben in den letzten Jahrzehnten zurückzuführen, während welcher ein engmaschigeres Beobachtungsnetz zur Verfügung stand. Die Hälfte aller Beben fällt auf die letzten 38 Jahre, was einer mittleren jährlichen Häufigkeit von rund drei Beben entspricht, ein Durchschnitt, der größenordnungsmäßig mit dem früher von Högbom²⁾ auf jährlich ein bis zwei geschätzten übereinstimmt, wenn er auch bezeichnenderweise ein wenig höher liegt. Die stärksten Beben dürften 6⁰ Mercalli-Cancani nicht überschritten haben und machen überdies nicht mehr als 3% der Gesamtheit aus. In 18% aller Fälle wurde nur 5⁰ M-C erreicht, in 59% nur 4⁰ M-C, und die übrigen 20% waren von noch geringerer Intensität.

Zu den an sich nicht bedeutenden Epizentralintensitäten gehören indessen sehr charakteristisch erhebliche Schütterflächen, indem im Durchschnitt bei 6⁰ M-C ein makroseismischer Bereich von 105000 qkm, bei 5⁰ M-C ein solcher von 15600 qkm und bei 4⁰ M-C ein solcher von 3000 qkm festzustellen war, so daß es sich bei den beiden höchsten Graden um mittlere makroseismische Radien von 188 bzw. 70 km und bei 4⁰ M-C immerhin noch um einen Radius von 31 km handelt. Selbst den leichten, die Schwelle der unmittelbaren Fühlbarkeit nur unerheblich überschritten habenden Beben von etwa 3⁰ M-C eignet im Mittel ein Areal von 800 qkm oder eine makroseismische Reichweite von 16 km, sodaß man im allgemeinen nicht einmal diese als lokale Erschütterungen ansprechen kann. Ein mit den Beben von Großbritannien durchgeführter Vergleich zeigt denn auch, daß letztere ganz beträchtlich kleinere Schütterflächen aufweisen. Verbindet man mit diesem klar herausgestellten Umstand die Tatsache, daß vielfach auch kein eigentliches Epizentrum vorhanden ist, so ist gewiß der Schluß, daß die finnländischen Beben in erster Linie ursächlich mit dem epirogenetischen Vorgang der Landhebung zusammenhängen, unabweisbar. Der größte Schütterbereich hier kommt bisher wohl einem Beben vom 23. Juni 1882 zu, das bei einer maximalen Intensität von nicht über 6⁰ M-C eine Fläche von etwa 225000 qkm betraf, also einen mittleren makroseismischen Radius von mehr als 250 km besaß. Hinsichtlich des Zusammenhangs zwischen Bebenstärke M (im absoluten Maß der Maximalbeschleunigung nach Cancani) und makroseismischem Areal A ergibt sich angenähert die interessante Beziehung $\log A = 2.585 \cdot \log M + 0.1716$, in welcher der Faktor von $\log M$ gleich $\log 6 / \log 2$ ist, sodaß nach dem hier verarbeiteten Material bei den finnländischen Beben einer Verdopplung der epizentralen Maximalbeschleunigung M ungefähr eine Versechsfachung des Areals A entspricht.

Eine eingehendere statistische Untersuchung des täglichen und jährlichen Ganges zeigt vor allem im Gesamtergebnis eine auffallende Übereinstimmung mit den diesbezüglichen Verhältnissen in Schweden und Norwegen, so daß es, wie geschehen, gestattet ist, Fennoskandien in dieser Frage als Einheit aufzufassen. Darnach fällt in diesem ganzen Gebiet das Minimum mit 17% in die Sommermonate Juni, Juli und August und das Maximum mit 36% in die Wintermonate Dezember, Januar und Februar. Auf den Frühling und Herbst kommen 22 bzw. 25%. Ferner: mehr als ein Drittel aller Beben sind aus den sechs Nachtstunden von 22^h bis 4^h gemeldet worden. Dabei ist aber natürlich nicht außer acht zu lassen, daß es sich nur um makroseismische Daten handelt, bei denen die physiopsychologischen Momente der unmittelbaren Wahrnehmbarkeit eine große Rolle spielen.

Es ist nicht wohl möglich, in dieser Besprechung alle wichtigeren Einzelheiten der Darstellung zu berühren; doch sei nicht unerwähnt, daß auch den Bebenwirkungen wie insbesondere, soweit es das Material zuließ, den Laut- und Lichterscheinungen näher nachgegangen wurde. Hier ist namentlich der Hinweis bemerkenswert, daß Fälle von Lichterscheinungen beobachtet worden sind, in denen eine Verwechslung mit Gewittern, Meteoriten usw. nicht gut vorliegen kann.

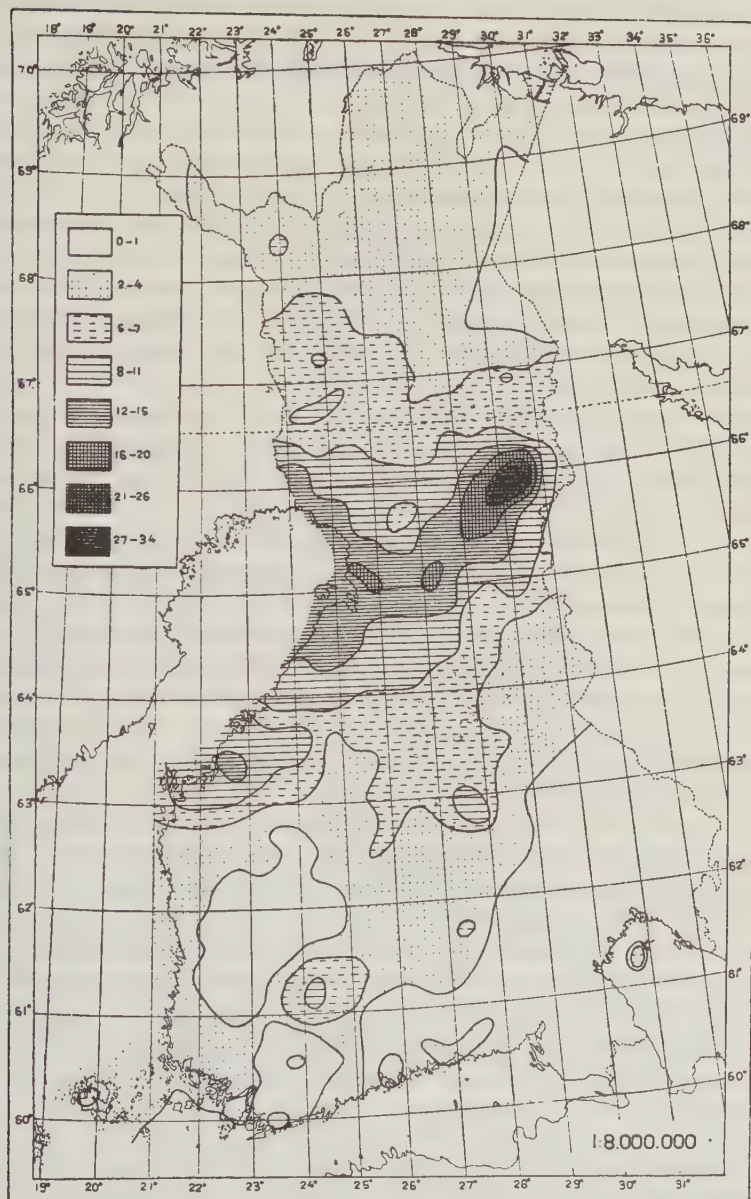


Fig. 1. Die Seismizität Finnlands

Nach H. Renqvist

Weitgehende Beachtung scheinen mir nun aber noch die Ausführungen über die Seismizität Finnlands im engeren Sinne zu verdienen. Hier schlägt der Verfasser mit bestem Erfolg einen neuen Weg ein, welchen er kurz bereits früher in dieser Zeitschrift beschrieben hat³⁾. Die dort in kleinem Maßstab veröffentlichte vorläufige Karte ist nun durch die in Fig. 1 wiedergegebene größere Karte ersetzt, in der auf Grund erheblich reicheren Materials noch mehr Abstufungen im Grad der seismischen Regsamkeit der verschiedenen Landstriche zur Darstellung gelangten. Der bei dem Entwurf der Karte leitende Gedanke besteht darin, daß für jeden Punkt eines das ganze Land gleichmäßig überdeckenden Netzes mit nunmehr nur 20 km Punktabstand nach den makroseismischen Bereichen der einzelnen Beben festgestellt wurde, wie oft er erschüttert worden ist, und dann in einer bestimmten Staffelnung (siehe die Karte) Linien gleicher Bebenhäufigkeit gezogen wurden. Die Schüttergebiete der verschiedenen Beben sind aus fünf im Maßstab $1:5 \cdot 10^6$ wiedergegebenen Kartenblättern zu ersehen. Bei Lokalbeben, welche zufolge der Kleinheit ihres Schüttergebiets durch die Maschen des Punktnetzes hindurchfielen, wurde dem nächstliegenden Punkt des Netzes eine halbe Einheit hinzugefügt. Die zunächst außer acht gelassene Stoßintensität kam dabei mittelbar durch Mitzählung aller Nachbeben zur Geltung, sodaß so zweifellos auch die maßgebenden Epizentralbezirke mit erfaßt sind. Andererseits wurde die sonst bei ausschließlicher Berücksichtigung der tatsächlich vorliegenden Bebennachrichten so bedenkliche Fehlerquelle vermieden, daß die Zahl solcher Nachrichten wesentlich von der Bevölkerungsdichte abhängt. Außerordentlich deutlich tritt nun auf der Karte als Gebiet maximaler Seismizität der Streifen Landes hervor, welcher sich von der Nordostküste des Botttnischen Meerbusens in nordöstlicher Richtung nach der Halbinsel Kola zu erstreckt; und es ist gewiß kein Zufall, daß derselbe zur Hauptsache mit der Zone der stärksten Landhebung übereinstimmt.

Wie fruchtbar die vom Verfasser angegebene Methode ist, lehrt übrigens auch die nach ihr von Sahlström⁴⁾ entworfene und dem Referenten vorliegende Karte der Seismizität von ganz Fennoskandien und Dänemark. Um freilich eine noch vollständigere Anschauung von der seismischen Regsamkeit eines Landes und seiner einzelnen Teile gewinnen zu können, erscheint es erforderlich, sich auch die für seine Hauptbezirke charakteristischen Intensitätsgrade der in ihnen auftretenden Beben zu vergegenwärtigen. Sofern entsprechende Angaben nicht mehr gut ins Kartenbild aufgenommen werden können, dürfte es daher zweckmäßig sein, dieselben in einer kurzen Legende der Karte beizufügen.

Bezüglich der Entstehung der Beben wird betont, daß bei ihrem zweifellos engen Zusammenhang mit der Landhebung jedoch nicht so sehr eine relative Vertikalverschiebung der einzelnen Erdschollen in Frage kommt, sondern gemäß der noch immer wesentlich muldenförmigen Anlage der Zone stärkster Hebung mehr das horizontale Voneinanderstreben der Muldenränder; denn diese sich ja im großen und ganzen mit dem Streifen höchster Seismizität deckende Mulde ist nicht zugleich auch das Gebiet gedrängtester Isobasen. Hypothetisch

werden auch durch die Hebung der festen Kruste geförderte Kristallisationsvorgänge in unterlagernden Magmamassen, sowie für andere Bezirke isostatische Prozesse in Betracht gezogen.

Abschließend sei auf die dem Referenten sonst noch nicht begegnete interessante graphische Veranschaulichung der Beziehungen zwischen Areal und zugehöriger Bebenhäufigkeit nach Art der hypsographischen Kurve der Erdrinde aufmerksam gemacht. Bei Zugrundelegung des gesamten Materials, welches etwa 100 Jahren organisierten Erdbebendienstes entspricht, lehrt sie unter anderem, daß nur $2\frac{1}{3}\%$ des Bodens von Finnland im Laufe eines Jahrhunderts von wenigstens 15 Beben betroffen werden dürfte, dagegen 90 % des Landes nicht mehr als 10 Beben und die Hälfte des Landes nicht mehr als 3 Beben erfährt, wobei die Höchstzahl 33 Beben beträgt. Letztere ergab sich für Kuusamo in rund 66° N und 29° E, am nordöstlichen Ende der Zone größter Seismizität.

E. Tams, Hamburg.

Literatur

¹⁾ Henrik Renqvist: Finnlands Jordskalv. Mit deutscher Zusammenfassung. Fennia LIV. Nr. 1, 113 S. Mit 13 Figuren (darunter 7 Karten) und 16 Tabellen. Helsingfors 1930.

²⁾ A. G. Högbom, Fennoskandia. Handb. d. region. Geologie, IV. Bd., 3. Abtlg., Heft 13. Heidelberg 1913.

³⁾ H. Renqvist: Über kartographische Darstellung der Seismizität. Zeitschr. f. Geophys. 4, 348—352, 1928.

⁴⁾ K. E. Sahlström: A Seismological Map of Northern Europe. Sveriges Geolog. Undersökning. Ser. C, Nr. 364. Stockholm 1930.

Über isostatische Schwereanomalien

(Fortsetzung)

Von **Heinrich Jung**, Göttingen — (Mit 2 Abbildungen)

Als Fortsetzung der unter ähnlichem Titel auf S. 173 des VI. Jahrgangs der „Zeitschrift für Geophysik“ erschienenen Abhandlung werden die dort erwähnten Beziehungen der verschiedenen Schwereanomalien an geeignet konstruierten Beispielen näher untersucht. Die Beispiele sind so ausgewählt, daß die wichtigsten typischen Fälle berücksichtigt sind. Die bei der Reduktion der beobachteten Schwerebeschleunigungen zu erwartenden Verhältnisse lassen sich annäherungsweise aus diesen Beispielen entnehmen, da sich besondere lokale Einflüsse, die das Bild stark verändern können, in den meisten Fällen abschätzen und in Rechnung setzen lassen.

Auf S. 173 ff. des VI. Jahrgangs der „Zeitschrift für Geophysik“ habe ich die Beziehungen der verschiedenen Schwereanomalien — insbesondere der sogenannten „isostatischen“ Anomalien — einer näheren theoretischen Betrachtung unterzogen und speziell bei Anwendung der Beziehung

$$\frac{\Delta g_s}{\Delta g_0} = \frac{q' - q}{q'} \dots \dots \dots (A)$$

zur Vorsicht gemahnt. Um mehr Klarheit über die vorliegenden Verhältnisse, auch vom praktischen Standpunkt aus, zu gewinnen, sollen nunmehr die erwähnten Beziehungen zahlenmäßig an geeigneten Beispielen geprüft werden. Hierbei zeigt es sich, daß Beispiele aus der Natur die Verhältnisse nicht in genügender Klarheit zeigen, da mannigfache lokale Einflüsse das Bild oft stark verändern können. Deshalb werden typische einfache Fälle konstruiert und durchgerechnet, an welchen sich die fraglichen Beziehungen am besten prüfen lassen. In vielen in der Natur vorkommenden Fällen werden die hier behandelten Verhältnisse wenigstens angenähert zutreffen, anderenfalls kann man häufig den Einfluß lokaler Faktoren abschätzen und mit in Betracht ziehen.

In den folgenden Beispielen wird zunächst angenommen, die ganze Erdkruste befände sich im isostatischen Gleichgewicht und im Normalzustand (d. h. Oberfläche in NN), mit Ausnahme der betrachteten Scholle. Diese Scholle sei kreiszylindrisch mit einem Radius von 250 km^*), die Beobachtungsstation befinde sich im Mittelpunkt der Zylinderdeckfläche. Diese zylindrische Scholle ist aus dem Normalzustand entstanden zu denken**) durch Dehnung gemäß der Prattischen***) Hypothese bis zur isostatischen Höhe H und darauffolgender Senkung bzw. Hebung um den Betrag d , wodurch sie in eine Lage versetzt wird, in welcher das isostatische Gleichgewicht gestört ist. — In sämtlichen Beispielen sei die Dichte des subkrustalen Materials (ρ') gleich 3.0 angenommen und die Normaldichte der Erdkruste ($\bar{\rho}$) gleich 2.7 . Hieraus berechnet sich die jeweilige Dichte der betrachteten Scholle zu $\rho = \bar{\rho} \cdot \frac{T_1}{T_1 + H}$, worin T_1 †) die Ausgleichstiefe bedeutet, welche in allen durchgerechneten Beispielen zu 120 km angenommen ist.

Von den sechs Beispielen entsprechen die drei ersten einer isostatisch zu tief liegenden, also gesenkten Scholle, die drei letzten hingegen einer gehobenen Scholle. Bei den letzteren kann auch der Fall eintreten, daß die isostatische Höhe H negativ ist, die Scholle aus dem Normalzustand also nicht durch Dehnung, sondern durch Pressung mit nachfolgender Hebung entstanden gedacht werden

*) Der Radius ist so groß gewählt, daß bei den in den Beispielen vorkommenden Meereshöhen h (bis zu 4000 m) die Beziehung $\text{Radius} > h^2/68$ (h in Metern) erfüllt ist, die nach F. R. Helmert bei einem in den Anomalien zulässigen Fehler von 5 Milligal garantiert, daß die Freiluftreduktion als Kondensationsreduktion angesehen und die Bouguersche Reduktion wie üblich nach der „ebenen“ Formel berechnet werden kann.

**) Dies ist nur im mathematischen Sinne zu verstehen. Über die Entstehungsweise in der Natur soll hiermit nichts ausgesagt sein.

***) Die Prattische Hypothese wurde der Einfachheit wegen gewählt, auch weil sie der in den vorliegenden Betrachtungen eingehend diskutierten Hayfordreduktion zugrunde liegt. Beispiele, die auf der Airyschen Hypothese beruhen, lassen sich in gleicher Weise durchrechnen und führen bei der Diskussion zu ähnlichen Ergebnissen.

†) Der Index 1 ist der Ausgleichstiefe beigelegt, um formal im Einklang mit meinen früheren Ausführungen zu bleiben (Zeitschr. f. Geophys. **6**, 173 ff.).

kann. Ein solcher Fall ist im Beispiel 6 durchgeführt. Fig. 1 zeigt schematisch die den verschiedenen Beispielen zugrunde liegenden Verhältnisse. Diejenigen Beispiele, die dem gleichen Typus angehören, unterscheiden sich durch den Betrag der isostatischen Höhe H und der anisostatischen Vertikalverschiebung d . Wie sich später herausstellen wird, können hierdurch in bezug auf die Schwereanomalien trotz des gleichen Typus weitgehende Verschiedenheiten hervorgerufen werden.

Den Rechnungen wird als Normalschwere die Formel von F. R. Helmert aus dem Jahre 1915 zugrunde gelegt. Es ist, da im übrigen der Einfachheit wegen die geographische Breite gleich Null gesetzt wird, die konstruierten Krustenschollen also als auf dem Äquator liegend zu denken sind, in allen Beispielen

$$\gamma_0 = 978.052 \text{ cm} \cdot \text{sec}^{-2}.$$

Die Wahl der Normalschwere hat jedoch auf die Ergebnisse keinen wesentlichen Einfluß.

Aus γ_0 wird in einfacher Weise für jedes Beispiel die im Beobachtungsort auf der Deckfläche herrschende Schwere g berechnet. Hierbei wird zunächst durch umgekehrte Freiluftreduktion der Beobachtungsort, der bei der Normalschwere γ_0 bekanntlich in NN zu denken ist, in seine wirkliche Meereshöhe h versetzt. Sodann wird unter mehrmaliger Anwendung der genauen Zylinderformel*) der Normalzustand, der der Normalschwere entspricht, durch den wirklichen, dem betreffenden Beispiel zugrunde liegenden Zustand ersetzt. Durch dieses Vorgehen erhält man die im Beobachtungsort herrschende unreduzierte Schwere mit ausreichender Genauigkeit, da der Radius der Scholle gegenüber dem Erdradius so klein ist, daß die Krümmung der Erde, welche nur bei der umgekehrten Freiluftreduktion berücksichtigt wird, im übrigen außer Betracht bleiben kann.

Nach der Berechnung der unreduzierten Schwere g werden die verschiedenen Reduktionen durchgeführt. Hierbei muß man sich auf den Standpunkt stellen, daß dem Beobachter — wie es in Wirklichkeit der Fall ist — nur der Erdradius,

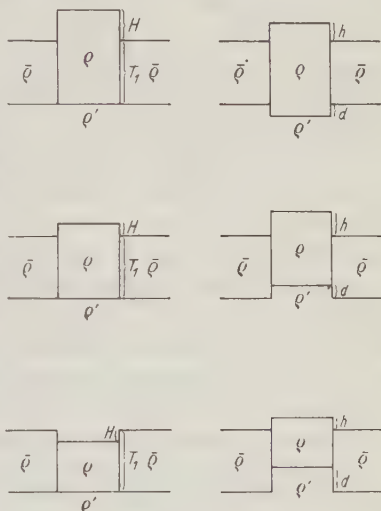


Fig. 1

*) Die Attraktionswirkung eines Kreiszylinders auf einen Punkt seiner Achse oberhalb der Deckfläche ist bekanntlich gleich

$$2 \pi f \cdot \Theta \cdot [b + \sqrt{a^2 + c^2} - \sqrt{a^2 + (b + c)^2}],$$

worin f die Gravitationskonstante ($6.667 \cdot 10^{-8}$ cgs), Θ die Dichte, a den Radius des Zylinders, b seine Höhe und c den Abstand des Aufpunktes von der Deckfläche bedeutet.

die Meereshöhe h des Beobachtungsortes und die Dichte ρ der betrachteten Scholle durch direkte Beobachtung zugänglich sind. Die Normalschwere γ_0 kann ebenfalls als bekannt gelten. Die in den Berechnungen der isostatischen Reduktionen vorkommenden hypothetischen Größen T_1 und ρ' , d. h. die isostatische Ausgleichtiefe und die Dichte des subkrustalen Materials, sind direkt nicht bekannt, man hat aber festgestellt, daß unter Zugrundelegung der Werte $T_1 = 120$ km und $\rho' = 3$ die in der Natur vorkommenden Verhältnisse mit ziemlicher Annäherung dargestellt werden können. Diese Werte, die schon bei der Konstruktion der Beispiele Verwendung fanden, seien auch den Reduktionen zugrunde gelegt. Man würde zweifellos weitere interessante Ergebnisse erhalten, wenn man bei den Reduktionen Werte für T_1 und ρ' verwendet, die von den bei der Konstruktion der Beispiele angewandten merklich verschieden sind. Angesichts der Tatsache jedoch, daß die angenommenen Werte den natürlichen Verhältnissen mit großer Annäherung entsprechen, dürften derartige weitergehende Untersuchungen von recht zweifelhaftem Wert sein.

Die Berechnung der totalen Anomalie $\Delta g'_0$, der Bouguerschen Anomalie $\Delta g''_0$ und der Hayfordanomalie Δg_H bedarf keiner Erläuterung, da die Methoden hinlänglich bekannt sind. Eine Geländekorrektur ist nicht nötig, da die Oberfläche der zylindrischen Scholle eben ist. Man kann also die unreduzierte Schwere g direkt zur Freiluftreduktion verwenden. Es sei nur ergänzend bemerkt, daß es bei der Bouguerschen Reduktion genügt, die „ebene“ Formel*) anzuwenden, während bei der Kompensationsreduktion zur Berechnung der Hayfordanomalie die Tiefe der Erdkruste mittels der genauen Zylinderformel berücksichtigt werden muß (andernfalls würde $\Delta g_H = \Delta g'_0$ **). Als Dichte ist in den Reduktionen die Dichte ρ der Zylinderscholle einzusetzen.

Für $\Delta g'_0$ und $\Delta g''_0$ erhält man unter Anwendung der ebenen Formeln folgende Näherungsbeziehungen***):

$$\Delta g'_0 = \mp 2 \pi f \cdot \rho' \cdot d, \quad \Delta g''_0 = \mp 2 \pi f \cdot \rho' \cdot d - 2 \pi f \cdot \rho \cdot h.$$

Auf gleiche Weise ergibt sich für die Hayfordanomalie:

$$\Delta g_H = \Delta g'_0 = \mp 2 \pi f \cdot \rho' \cdot d.$$

Setzt man für ρ' und d die bei der Konstruktion der Beispiele verwendeten „wahren“ Werte ein, so ergeben sich die Näherungswerte ($\Delta g'_0$), ($\Delta g''_0$), (Δg_H). Diese sind in den unten folgenden Tabellen neben $\Delta g'_0$, $\Delta g''_0$ und Δg_H angeführt.

*) Die Attraktion einer unendlich ausgedehnten ebenen Platte auf irgendeinen Punkt außerhalb der Platte ist gleich $2 \pi f \cdot \rho \cdot \delta$, worin ρ die Dichte und δ die Dicke der Platte bedeutet.

**) Vgl. Zeitschr. f. Geophys. 6, 177 (H).

***) Vgl. Zeitschr. f. Geophys. 2, 210 (1) und (3). Das obere Vorzeichen gilt bei gesenkten, das untere bei gehobenen Schollen.

Zur Berechnung der Anselschen Anomalien Δg_A^*) muß man die anisostatische Vertikalverschiebung d kennen. Diese ist aber dem Beobachter, der die Reduktionen durchzuführen hat, nicht bekannt. Diesem ist es nur möglich, die Vertikalverschiebung d mit mehr oder weniger guter Annäherung zu berechnen, und zwar entweder mittels der Näherungsgleichung

$$\Delta g'_0 = \mp 2 \pi f \cdot \varrho' \cdot d$$

oder aus

$$\Delta g_H = \mp 2 \pi f \cdot \varrho' \cdot d.$$

Man erhält so zwei verschiedene Näherungswerte, und es ist eine Aufgabe der späteren Diskussion, festzustellen, in welchen Fällen der eine oder der andere Wert von d vorzuziehen ist. In den Tabellen ist der aus $\Delta g'_0$ berechnete Wert als d_1 , der aus Δg_H bestimmte als d_2 angeführt. Hinzugefügt ist zum Vergleich der „wahre“ Wert, der zur Konstruktion der Beispiele verwendet wurde, als d_w . Es sei jedoch ausdrücklich bemerkt, daß letzterer außer als Vergleichsmaßstab keine Bedeutung hat, da er dem Beobachter nicht bekannt ist (dasselbe gilt für alle mit dem Index w versehenen Größen). Aus d berechnet sich die isostatische Höhe H mittels

$$H = h \pm d.$$

Sie tritt ebenfalls in drei verschiedenen Werten H_1, H_2, H_w auf.

Die Anselsche Anomalie Δg_A wird nun aus $\Delta g''_0$ in derselben Weise berechnet wie die Hayfordanomalie, nur daß man statt der Meereshöhe h des Beobachtungsorts dessen isostatische Höhe H verwendet. Gemäß den drei Werten von H ergeben sich auf diese Weise auch drei Werte für Δg_A . Diese sind in den mit a_1, a_2 und a_w bezeichneten Spalten angegeben. Die unter a_w stehende, dick eingerahmte Anomalie Δg_A ist die „wahre“ Anselsche Anomalie. Sie ist bestimmt nach der genauen Zylinderformel mittels der wahren isostatischen Höhe H_w . Sie enthält also in der Rechnung keine Vernachlässigung (abgesehen von der oben bei der Bouguerschen Anomalie erwähnten) und keinen Näherungswert. Als einzige hypothetische Größe ist in ihr die Ausgleichstiefe T_1 enthalten. Alle anderen Werte für Δg_A enthalten wesentlich mehr Hypothetisches. So sind die unter a_1 und a_2 angegebenen Anselschen Anomalien noch abhängig von der subkrustalen Dichte ϱ' (bei der Bestimmung von d) und von der Wahl der Näherungsformel, die zur Berechnung von d dient. Alle theoretischen Betrachtungen bezüglich der Anselschen Anomalien sind also an den „wahren“ Wert $[\Delta g_A]_{a_w}$ anzuknüpfen. Für die Praxis ist dieser jedoch aus den oben schon erörterten Gründen bedeutungslos. Die spätere Diskussion muß feststellen, welchen Näherungswert man in den verschiedenen Fällen für Δg_A zu verwenden hat. Es sei hier nur schon bemerkt, daß man in dieser Frage mit theoretischen Erörterungen nicht weit kommt. Man muß eine Entscheidung aus durchgerechneten praktischen Beispielen zu gewinnen suchen.

*) Zeitschr. f. Geophys. 6. 173 ff. (vgl. auch 2, 209 ff.).

Außer der angegebenen strengen Berechnung von Δg_A mittels der Zylinderformel gibt es noch weitere Methoden der näherungsweisen Bestimmung. Man kann Δg_A direkt berechnen aus der Näherungsbeziehung

$$\Delta g_A = \mp 2 \pi f \cdot (\varrho' - \varrho) \cdot d^*) \dots \dots \dots (b)$$

ferner aus $\Delta g_0''$ mittels

$$\Delta g_A = \Delta g_0'' + 2 \pi f \cdot \varrho \cdot H^{**}) \dots \dots \dots (c)$$

oder schließlich aus der auf S. 145 angegebenen Beziehung (A), d. h.

$$\Delta g_A = \Delta g_0' \cdot \frac{\varrho' - \varrho}{\varrho'} \dots \dots \dots (d)$$

Aus (b) erhält man die drei Werte, die in den Spalten b_1, b_2, b_w angegeben sind, aus (c) entsprechend die drei Werte bei c_1, c_2, c_w , während (d) nur den einen unter d angeführten Wert liefert. Da die verwendeten Beziehungen für Δg_A lediglich unter Anwendung der ebenen Formeln abgeleitet sind, ist Vorsicht geboten. Wie weit die hierdurch bedingte Unsicherheit geht, wird ein Vergleich der verschiedenen Zahlenwerte von Δg_A zeigen. Größere Ungenauigkeiten sind unter Umständen deshalb zu erwarten, weil die bei Anwendung der ebenen Formeln auf begrenzte Zylinder begangenen Fehler nur dann hinreichend klein sind, wenn die Höhe der betreffenden Zylinder und der Abstand des Aufpunktes von der Deckfläche klein genug sind gegenüber dem Radius. Da es sich hier aber vielfach um Zylinder mit einer Höhe von etwa 120 km oder um einen ähnlichen Abstand des Aufpunktes von der Deckfläche gegenüber einem Radius von nur 250 km handelt, ist diese Bedingung keineswegs immer erfüllt. Allerdings ist es möglich, daß sich verschiedene Ungenauigkeiten in ihrer Wirkung gegenseitig so weit aufheben, daß dennoch praktisch brauchbare Beziehungen herauskommen.

Die unter b_1, c_1 und d angeführten Werte für Δg_A sind exakt einander gleich. Dies ist kein Zufall und kann leicht bewiesen werden, indem man zeigt, daß, wenn man für die anisostatische Vertikalverschiebung den aus $\Delta g_0'$ berechneten Wert d_1 und für die isostatische Höhe entsprechend den Wert H_1 einsetzt, die Formeln (b) und (c) in (d) übergehen. Es ist

$$d_1 = \mp \frac{\Delta g_0'}{2 \pi f \cdot \varrho'},$$

also nach (b)

$$[\Delta g_A]_{b_1} = \mp 2 \pi f \cdot (\varrho' - \varrho) \cdot \left(\mp \frac{\Delta g_0'}{2 \pi f \cdot \varrho'} \right) = \Delta g_0' \cdot \frac{\varrho' - \varrho}{\varrho'} = [\Delta g_A]_d.$$

*) Zeitschr. f. Geophys. 6, 177, (7).

**) Dies ergibt sich aus (b) und Formel (4), Zeitschr. f. Geophys. 2, 210. Man erhält es auch direkt, wenn man die Anselsche Kompensationsreduktion nach der ebenen Formel berechnet. Vgl. auch Lehrbuch der Geophysik, S. 92.

Ferner ist

$$\Delta g''_0 = \Delta g'_0 - 2\pi f \cdot \varrho \cdot h \quad \text{und} \quad H_1 = h \pm d_1 = h - \frac{\Delta g'_0}{2\pi f \cdot \varrho'}.$$

Setzt man dies in (c) ein, so ergibt sich:

$$[\Delta g_A]_{c_1} = \Delta g'_0 - 2\pi f \cdot \varrho \cdot h + 2\pi f \cdot \varrho \cdot \left(h - \frac{\Delta g'_0}{2\pi f \cdot \varrho'} \right) = \Delta g'_0 \cdot \frac{\varrho' - \varrho}{\varrho'} = [\Delta g_A]_d,$$

womit die Behauptung bewiesen ist.

Bei den Anselschen Anomalien ist es nun nicht mehr nötig, einen theoretischen Wert (Δg_A) zu berechnen. Dieser ist nämlich schon in den angeführten Werten enthalten, und zwar bei b_w .

Unter den Werten für Δg_A sind die entsprechenden Verhältnisse $\frac{\Delta g_A}{\Delta g'_0}$ angegeben, welche näherungsweise gleich $\frac{\varrho' - \varrho}{\varrho'}$ sein müssen, falls die An-

wendung der ebenen Formeln zulässig ist. Schließlich sind die Werte von $\frac{\varrho}{1 - \frac{\Delta g_A}{\Delta g'_0}}$

angeführt, die in gleicher Weise Näherungswerte für die subkrustale Dichte ϱ' darstellen, also in der Nähe von 3.0 liegen müßten. Wie sich später herausstellen wird, ist die Übereinstimmung nicht immer gut. Besonders starke Abweichungen zeigen die Hayfordanomalien, was auf Grund theoretischer Untersuchungen kaum anders zu erwarten ist*). Die Werte für

$$\Delta g_H, \quad \frac{\Delta g_H}{\Delta g'_0} \quad \text{und} \quad \frac{\varrho}{1 - \frac{\Delta g_H}{\Delta g'_0}}$$

sind zum Vergleich als letzte Spalte beigelegt.

Für die berechneten Hayfordanomalien ist also $\frac{\Delta g_H}{\Delta g'_0}$ von $\frac{\varrho' - \varrho}{\varrho'}$ sehr verschieden, so daß es bei unseren Beispielen nicht zulässig ist, die dem Beobachter nur ungefähr bekannte subkrustale Dichte mittels der Beziehung

$$\frac{\Delta g_H}{\Delta g'_0} = \frac{\varrho' - \varrho}{\varrho'} \quad (\text{H})^{**})$$

zu berechnen. Es ist nun interessant, im Hinblick darauf, daß Δg_H abhängig ist von der gewählten Ausgleichstiefe T_1 , zu versuchen, ob man nicht durch Veränderung von T_1 die Gültigkeit von (H) erzwingen kann, so daß man dann für ϱ' aus (H) einen Wert in der Nähe von 3.0 erhält. Dieses Problem ist am

*) Zeitschr. f. Geophys. 6, 174.

**) Eine Verwechslung mit der Formel (H), Zeitschr. f. Geophys. 6, 177, ist wohl kaum zu befürchten.

besten dadurch zu lösen, daß man es zunächst verallgemeinert, indem man neben T_1 auch q' als veränderlich ansieht, die strenge Gültigkeit der Beziehung (H) postuliert und zusieht, für welche Wertepaare von T_1 und q' sie erfüllt ist. Zum Unterschied gegenüber den schon fest gewählten Werten $T_1 = 120$ km und $q' = 3.0$ seien jene mit \bar{T}_1 und \bar{q}' bezeichnet. Es gelte also in Strenge

$$\frac{\Delta g_H}{\Delta g'_0} = \frac{\bar{q}' - q}{\bar{q}'} \dots \dots \dots (\bar{H})$$

worin Δg_H die mittels \bar{T}_1 berechnete Hayfordanomalie darstellt. Ihrer Natur nach sind \bar{T}_1 und \bar{q}' positiv. Nun ist bei genauer Rechnung mittels der Zylinderformel:

$$\Delta g_H = \Delta g'_0 + 2\pi f \cdot q \cdot \frac{\bar{T}_1 + a - \sqrt{a^2 + \bar{T}_1^2}^*)}{\bar{T}_1},$$

woraus sich unter Beachtung von $\Delta g'_0 = \Delta g'_0 - 2\pi f \cdot q \cdot h$ nach leichter Umformung ergibt:

$$\Delta g_H = \Delta g'_0 - 2\pi f \cdot q \cdot h \cdot \frac{\sqrt{a^2 + \bar{T}_1^2} - a}{\bar{T}_1}.$$

Dies liefert in (\bar{H}) eingesetzt, für \bar{T}_1 und \bar{q}' die Beziehung

$$\bar{q}' = \frac{\Delta g'_0}{2\pi f \cdot h} \cdot \frac{\bar{T}_1}{\sqrt{a^2 + \bar{T}_1^2} - a},$$

aus welcher man für beliebiges \bar{T}_1 das zugehörige \bar{q}' bestimmen kann. Diese Beziehung zeigt zunächst, daß positive Wertepaare nur dann existieren, wenn $\Delta g'_0$ positiv ist**). Bei negativem $\Delta g'_0$ ist es also in unseren einfachen Zylinderbeispielen vollkommen ausgeschlossen, durch geeignete Wahl von \bar{T}_1 und \bar{q}' die Gültigkeit von (\bar{H}) zu erzwingen. Daher sind auch nur in denjenigen Beispielen, die positives $\Delta g'_0$ ergeben (Beispiel 3 bis 6), die Wertepaare (\bar{T}_1, \bar{q}') tabelliert und in Fig. 2 graphisch dargestellt. Bezüglich des Verlaufs der Kurven in Fig. 2 sei bemerkt — wie man rechnerisch aus obiger Beziehung zwischen \bar{T}_1 und \bar{q}' leicht feststellen kann —, daß für $\bar{T}_1 = 0$ der zugehörige Wert von \bar{q}' unendlich groß ist, bei wachsendem \bar{T}_1 erst rasch, dann langsamer abnimmt und schließlich sich bei sehr großem \bar{T}_1 asymptotisch dem Minimalwert

$$\bar{q}'_{min} = \frac{\Delta g'_0}{2\pi f \cdot h}$$

*) a ist der Radius der Zylinderscholle, also hier gleich 250 km.

**) Nach der auf S. 153 angeführten Näherungsformel für $\Delta g'_0$ scheint dies immer und nur bei gehobenen Zylinderschollen der Fall zu sein. Jedoch zeigt Beispiel 3, daß in gewissen Fällen auch bei gesenkten Zylinderschollen $\Delta g'_0$ positiv werden kann.

von oben her nähert. Auf Einzelheiten wird später bei der Diskussion der Beispiele eingegangen.

Die den sechs Beispielen zugrunde gelegten Daten sind (außer den früher schon angegebenen) folgende:

1. $H = 6$ km,	$d = 2$ km,	$h = 4$ km	} gesenkte Schollen
2. $H = 6$ „	$d = 4$ „	$h = 2$ „	
3. $H = 4.5$ „	$d = 0.5$ „	$h = 4$ „	
4. $H = 0$ „	$d = 4$ „	$h = 4$ „	
5. $H = 0$ „	$d = 2$ „	$h = 2$ „	} gehobene Schollen
6. $H = -4$ „	$d = 5$ „	$h = 1$ „	

Beispiel 1 und 2 gehören demselben Typus an, sie unterscheiden sich lediglich im Betrag der anisostatischen Vertikalverschiebung d , desgleichen Beispiel 4 und 5. Für Beispiel 3 ist charakteristisch die im Verhältnis zur anisostatischen Verschiebung d sehr große isostatische Höhe H . Beispiel 6 schließt sich mehr oder weniger eng an 4 und 5 an, zeigt aber in gewisser Hinsicht bezüglich der Wertepaare $(\bar{T}_1, \bar{\rho}')$ ein besonderes Verhalten.

Vor der weiteren Diskussion mag nun die Zusammenstellung der Rechnungsergebnisse folgen.

Beispiel 1.

$$H = 6 \text{ km}, \quad d = 2 \text{ km}, \quad h = 4 \text{ km}.$$

$$\rho = 2.57, \quad \bar{\rho} = 2.7, \quad \rho' = 3.0. \quad \frac{\rho' - \rho}{\rho'} = 0.14.$$

$$g = 976.745 \text{ cm. sec}^{-2}; \quad \gamma_0 = 978.052 \text{ cm. sec}^{-2}.$$

$$\Delta g'_0 = -0.087 \quad (\Delta g'_0) = -0.251$$

$$\Delta g''_0 = -0.518 \quad (\Delta g''_0) = -0.682$$

$$\Delta g_H = -0.185 \quad (\Delta g_H) = -0.251$$

$$d_1 = 0.692 \text{ km}, \quad d_2 = 1.472 \text{ km}, \quad d_w = 2.0 \text{ km},$$

$$H_1 = 4.692 \text{ „}, \quad H_2 = 5.472 \text{ „}, \quad H_w = 6.0 \text{ „},$$

	a_1	a_2	a_w	b_1, c_1, d	b_3	b_w	c_3	c_w	Hayford*)
Δg_A	-0.128	-0.063	-0.019	-0.012	-0.027	-0.036 = (Δg_A)	+0.071	+0.128	-0.185
$\frac{\Delta g_A}{\Delta g'_0}$	1.47	0.72	0.22	0.14	0.31	0.41	-0.82	-1.47	2.13
$\frac{\rho}{\Delta g'_0}$	-5.5	9.2	3.3	3.0	3.7	4.4	1.4	1.0	-2.3
$1 - \frac{\Delta g_A}{\Delta g'_0}$									

*) Bezüglich der Spaltenüberschriften sei auf die Erläuterung im Text verwiesen (S. 153 bis 154).

Beispiel 2.

$$H = 6 \text{ km}, \quad d = 4 \text{ km}, \quad h = 2 \text{ km}.$$

$$\varrho = 2.57, \quad \bar{\varrho} = 2.7, \quad \varrho' = 3.0. \quad \frac{\varrho' - \varrho}{\varrho'} = 0.14.$$

$$g = 977.122 \text{ cm. sec}^{-2}; \quad \gamma_0 = 978.052 \text{ cm. sec}^{-2}.$$

$$\Delta g'_0 = -0.380 \quad (\Delta g'_0) = -0.503$$

$$\Delta g''_0 = -0.545 \quad (\Delta g''_0) = -0.718$$

$$\Delta g_H = -0.379 \quad (\Delta g_H) = -0.503$$

$$d_1 = 2.626 \text{ km}, \quad d_2 = 3.016 \text{ km}, \quad d_w = 4.0 \text{ km},$$

$$H_1 = 4.626 \text{ ,,} \quad H_2 = 5.016 \text{ ,,} \quad H_w = 6.0 \text{ ,,}$$

	a_1	a_2	a_w	b_1, c_1, d	b_2	b_w	c_2	c_w	Hayford
Δg_A	-0.160	-0.128	-0.046	-0.047	-0.054	-0.072 = (Δg_A)	-0.005	+0.101	-0.379
$\frac{\Delta g_A}{\Delta g'_0}$	0.48	0.39	0.14	0.14	0.16	0.22	0.02	-0.31	1.15
$\frac{e}{1 - \frac{\Delta g_A}{\Delta g'_0}}$	4.9	4.2	3.0	3.0	3.1	3.3	2.6	2.0	17.2

Beispiel 3.

$$H = 4.5 \text{ km}, \quad d = 0.5 \text{ km}, \quad h = 4 \text{ km}.$$

$$\varrho = 2.6, \quad \bar{\varrho} = 2.7, \quad \varrho' = 3.0. \quad \frac{\varrho' - \varrho}{\varrho'} = 0.13.$$

$$g = 976.885 \text{ cm. sec}^{-2}; \quad \gamma_0 = 978.052 \text{ cm. sec}^{-2}.$$

$$\Delta g'_0 = +0.051 \quad (\Delta g'_0) = -0.063$$

$$\Delta g''_0 = -0.385 \quad (\Delta g''_0) = -0.499$$

$$\Delta g_H = -0.048 \quad (\Delta g_H) = -0.063$$

$$d_1 = -0.406 \text{ km}, \quad d_2 = +0.382 \text{ km}, \quad d_w = +0.5 \text{ km},$$

$$H_1 = 3.594 \text{ ,,} \quad H_2 = 4.382 \text{ ,,} \quad H_w = 4.5 \text{ ,,}$$

	a_1	a_2	a_w	b_1, c_1, d	b_2	b_w	c_2	c_w	Hayford
Δg_A	-0.082	-0.016	-0.006	+0.007	-0.006	-0.008 = (Δg_A)	+0.093	+0.106	-0.048
$\frac{\Delta g_A}{\Delta g'_0}$	-1.61	-0.31	-0.12	0.14	-0.12	-0.16	1.82	2.08	-0.94
$\frac{e}{1 - \frac{\Delta g_A}{\Delta g'_0}}$	1.0	2.0	2.3	3.0	2.3	2.2	-3.2	-2.4	1.3

$\overline{T}_1:$	25	50	51.2	120	250	500	750	1000	2000	∞ km
$\bar{\varrho}'$	6.1	3.1	3.0	1.3	0.7	0.5	0.4	0.4	0.3	0.3 = $\bar{\varrho}'_{\min}$

(exakt)

Beispiel 4.

$$H = 0 \text{ km}, \quad d = 4 \text{ km}, \quad h = 4 \text{ km}.$$

$$\varrho = 2.7, \quad \bar{\varrho} = 2.7, \quad \varrho' = 3.0. \quad \frac{\varrho' - \varrho}{\varrho'} = 0.10.$$

$$g = 977.804 \text{ cm. sec}^{-2}; \quad \gamma_0 = 978.052 \text{ cm. sec}^{-2}.$$

$$\Delta g'_0 = +0.471 \quad (\Delta g'_0) = +0.503$$

$$\Delta g''_0 = +0.019 \quad (\Delta g''_0) = +0.051$$

$$\Delta g_H = +0.368 \quad (\Delta g_H) = +0.503$$

$$d_1 = 3.748 \text{ km}, \quad d_2 = 2.928 \text{ km}, \quad d_w = 4.0 \text{ km},$$

$$H_1 = 0.252 \text{ ,,} \quad H_2 = 1.072 \text{ ,,} \quad H_w = 0 \text{ ,,}$$

	a_1	a_2	a_w	b_1, c, d	b_2	b_w	c_2	c_w	Hayford		
Δg_A	+0.041	+0.113	+0.019	+0.047	+0.037	+0.050 = (Δg_A)	+0.140	+0.019	+0.368		
$\frac{\Delta g_A}{\Delta g'_0}$	0.09	0.24	0.04	0.10	0.08	0.11	0.30	0.04	0.78		
$\frac{\varrho}{1 - \frac{\Delta g_A}{\Delta g'_0}}$	3.0	3.6	2.8	3.0	2.9	3.0	3.9	2.8	12.3		
$\overline{T_1}$:	50	120	250	500	750	1000	2000	3000	4000	5000	∞ km
$\overline{\varrho'}$:	28.3	12.3	6.8	4.5	3.9	3.6	3.2	3.1	3.0	3.0	2.8 = $\overline{\varrho'_{min}}$
(exakt)											

Beispiel 5.

$$H = 0 \text{ km}, \quad d = 2 \text{ km}, \quad h = 2 \text{ km}.$$

$$\varrho = 2.7, \quad \bar{\varrho} = 2.7, \quad \varrho' = 3.0. \quad \frac{\varrho' - \varrho}{\varrho'} = 0.10.$$

$$g = 977.682 \text{ cm. sec}^{-2}; \quad \gamma_0 = 978.052 \text{ cm. sec}^{-2}.$$

$$\Delta g'_0 = +0.250 \quad (\Delta g'_0) = +0.251$$

$$\Delta g''_0 = +0.024 \quad (\Delta g''_0) = +0.025$$

$$\Delta g_H = +0.199 \quad (\Delta g_H) = +0.251$$

$$d_1 = 1.989 \text{ km}, \quad d_2 = 1.584 \text{ km}, \quad d_w = 2.0 \text{ km},$$

$$H_1 = 0.011 \text{ ,,} \quad H_2 = 0.416 \text{ ,,} \quad H_w = 0 \text{ ,,}$$

	a_1	a_2	a_w	b_1, c_1, d	b_2	b_w	c_2	c_w	Hayford
Δg_A	+0.025	+0.060	+0.024	+0.025	+0.020	+0.025 = (Δg_A)	+0.071	+0.024	+0.199
$\frac{\Delta g_A}{\Delta g'_0}$	0.10	0.24	0.10	0.10	0.08	0.10	0.28	0.10	0.80
$\frac{\varrho}{1 - \frac{\Delta g_A}{\Delta g'_0}}$	3.0	3.6	3.0	3.0	2.9	3.0	3.8	3.0	13.5

\overline{T}_1 :	50	120	250	500	750	1000	2000	3000	4000	5000 km
$\overline{\varrho}'$:	30.1	13.5	7.2	4.8	4.1	3.8	3.4	3.2	3.2	3.1
			\overline{T}_1 :	10 000	20 000	45 000	∞ km			
			$\overline{\varrho}'$:	3.1	3.0	3.0	2.98	$= \overline{\varrho}'_{min}$		
(exakt)										

Beispiel 6.

$$H = -4 \text{ km}, \quad d = 5 \text{ km}, \quad h = 1 \text{ km}.$$

$$\varrho = 2.79, \quad \bar{\varrho} = 2.7, \quad \varrho' = 3.0. \quad \frac{\varrho' - \varrho}{\varrho'} = 0.07.$$

$$g = 978.228 \text{ cm. sec}^{-2}; \quad \gamma_0 = 978.052 \text{ cm. sec}^{-2}.$$

$$\Delta g'_0 = +0.490 \quad (\Delta g'_0) = +0.628$$

$$\Delta g''_0 = +0.373 \quad (\Delta g''_0) = +0.511$$

$$\Delta g_H = +0.463 \quad (\Delta g_H) = +0.628$$

$$d_1 = 3.899 \text{ km}, \quad d_2 = 3.684 \text{ km}, \quad d_w = 5.0 \text{ km},$$

$$H_1 = -2.899 \text{ „}, \quad H_2 = -2.684 \text{ „}, \quad H_w = -4.0 \text{ „}.$$

	a_1	a_2	a_w	b_1, c_1, d	b_2	b_w	c_2	c_w	Hayford	
$\mathcal{J} g_A$	+0.112	+0.131	+0.013	+0.034	+0.032	+0.044	$(\mathcal{J} g_A)$	+0.059	-0.095	+0.463
$\frac{\Delta g_A}{\Delta g'_0}$	0.23	0.27	0.03	0.07	0.07	0.09	0.12	-0.19	0.94	
$\frac{\varrho}{1 - \frac{\Delta g_A}{\Delta g'_0}}$	3.6	3.8	2.9	3.0	3.0	3.1	3.2	2.3	46.5	

\overline{T}_1 :	50	120	250	500	750	1000	2000	3000	4000	5000	∞ km
$\overline{\rho}'$:	118.2	46.5	28.2	18.9	16.2	15.0	13.3	12.7	12.5	12.3	11.7 = $\overline{\rho}'_{min}$

Schon die Betrachtung der $\Delta g'_0$, $\Delta g''_0$ und Δg_H zeigt charakteristische Züge. Bei gesenkten Schollen (Beispiel 1 bis 3) sind diese Anomalien durchweg größer*) als die entsprechenden theoretischen Werte ($\Delta g'_0$), ($\Delta g''_0$) und (Δg_H), und zwar sind die Abweichungen zum Teil recht bedeutend, besonders in den $\Delta g'_0$. Diese Unterschiede liegen zweifellos in den Vernachlässigungen, die die Anwendung der ebenen Formeln bei der Berechnung der theoretischen Werte mit sich bringt. Die ebene Formel behandelt bekanntlich jede Massen-anomalie so, als ob sie in NN, d. h. in unseren Fällen in unmittelbarer Nähe des in NN zu denkenden Beobachtungsorts, kondensiert sei, während die Zylinderformel auch die Tiefenlage der betreffenden Massen berücksichtigt. Hierdurch müssen alle Korrekturen bei Verwendung der ebenen Formel ihrem absoluten Betrag nach zu groß aus-

*) Dies ist stets mit Berücksichtigung des Vorzeichens gemeint, falls nicht ausdrücklich anders bemerkt.

fallen. Nun besteht beispielsweise bei den Hayfordanomalien in gesenkten Schollen ein Defizit von der Größe $(\varrho' - \varrho) \cdot d^*$ in der Nähe der Ausgleichsfläche und ein zweites vom Betrag $\varrho \cdot d$, das zwischen NN und der Ausgleichsfläche lokalisiert ist. Demnach ist zu erwarten, daß der Absolutbetrag von (Δg_H) zu groß ausfällt, d. h. daß, weil (Δg_H) negativ ist, $\Delta g_H > (\Delta g_H)$ wird. Bei $\Delta g'_0$ besteht dieselbe Massen-anomalie wie bei Δg_H , nur ist ein Teil der Massen (vom Betrag $\varrho \cdot h$) in NN kondensiert, also nahe am Beobachtungsort gelegen, so daß $\Delta g'_0$ noch größer als Δg_H sein muß. Da $(\Delta g'_0) = (\Delta g_H)$ ist, wird also die Abweichung in $\Delta g'_0$ vom theoretischen Wert $(\Delta g'_0)$ besonders groß. Dieser vergrößernde Einfluß der Kondensation in NN kann unter Umständen so stark werden, daß $\Delta g'_0$ auch bei gesenkten Schollen positiv wird, obwohl $(\Delta g'_0)$ negativ ist. Dies tritt, wie man leicht sieht, dann ein, wenn die Wirkung der bei NN kondensierten Masse die des subkrustalen Defizits überwiegt, also wenn h verhältnismäßig groß gegen d ist. Ein derartiger Fall liegt in Beispiel 3 vor. Die Abweichung von $(\Delta g'_0)$ gegenüber dem wirklichen Wert $\Delta g'_0$ ist von dem gleichen Betrag wie der Unterschied zwischen $(\Delta g'_0)$ und $\Delta g'_0$.

Bei gehobenen Schollen liegen die Verhältnisse nicht so einfach, da, wie ähnliche Betrachtungen zeigen, $\Delta g'_0 \geq (\Delta g_0)$ sein kann. Hingegen ist stets $\Delta g_H < (\Delta g_H)$, also umgekehrt wie bei gesenkten Schollen. Ob $\Delta g'_0$ oder Δg_H näher am theoretischen Wert $(\Delta g'_0) = (\Delta g_H)$ liegt, ist von dem gegenseitigen Verhältnis der Größen h und d abhängig. In unseren Beispielen ist $\Delta g'_0 < (\Delta g'_0)$ und $\Delta g'_0$ näher am theoretischen Wert als Δg_H . Die umgekehrten Verhältnisse erhält man beispielsweise bei schwach gehobenen oder isostatisch eingestellten Schollen.

Diese Beziehungen der $\Delta g'_0$ und Δg_H bestimmen ihrerseits die entsprechenden Verhältnisse bei den aus $\Delta g'_0$ und Δg_H berechneten anisostatischen Verschiebungen d_1, d_2 und den isostatischen Höhen H_1, H_2 . Es ergibt sich, daß bei gesenkten, isostatisch eingestellten und schwach gehobenen Schollen die aus Δg_H berechneten Werte d_2 und H_2 den „wahren“ Werten d_w und H_w am nächsten kommen. Bei stark gehobenen Schollen können unter Umständen d_1 und H_1 näher an den wahren Werten liegen, sodaß (wie in Beispiel 4 bis 6) $\Delta g'_0$ bei der Berechnung von d und H gegenüber Δg_H den Vorzug hat**).

Es ist nun zu untersuchen, welcher Näherungswert für Δg_A dem unter a_w angegebenen wahren Wert am nächsten kommt, d. h. welcher Näherungswert am besten den dem Beobachter unzugänglichen wahren Wert ersetzen kann. Theoretische Betrachtungen helfen hier wenig, man muß das Ergebnis aus den Tabellen ablesen. Wie man sieht, konkurrieren die gemeinsamen Werte bei b_1, c_1, d mit dem Näherungswert bei b_2 . Sieht man zunächst von Beispiel 5 ab, so ergibt sich, daß der Näherungswert (b_1, c_1, d) sich im Fall 1 von dem wahren

*) Die Angaben von Massen beziehen sich stets auf die Flächeneinheit.

**) Eine dem obigen Ergebnis entgegenstehende Bemerkung auf S. 175, Zeitschr. f. Geophys. 6, Fußnote * bedarf demnach einer gewissen Berichtigung.

Wert um einen Betrag unterscheidet, der die Fehlergrenze*) nur wenig übersteigt. Im Beispiel 2 ist er sogar fast dem wahren Wert gleich. Bei 3 hingegen wird die Abweichung so beträchtlich, daß jetzt dem Näherungswert b_2 der Vorzug gebührt. Dieser ist hier gleich dem wahren Wert. Im Beispiel 4 ist die Übereinstimmung der Näherungswerte mit dem wahren Wert überhaupt sehr schlecht, am besten ist noch b_2 . Dasselbe zeigt sich im Falle 6. Eine Sonderstellung nimmt Beispiel 5 insofern ein, als hier alle Näherungswerte gute Übereinstimmung untereinander und mit dem wahren Wert aufweisen, mit Ausnahme von a_2 und c_2 . Zusammenfassend kann man sagen, daß bei stark gesenkten Schollen die Näherungswerte (b_1 , c_1 , d) leidliche Resultate liefern, in den anderen Fällen jedoch meist b_2 vorzuziehen ist. Allerdings lassen sich nicht immer befriedigende Ergebnisse erzielen.

Die Hayfordanomalien sind mit den Anselschen Anomalien in keiner Weise vergleichbar. Dies ist nach den früheren theoretischen Untersuchungen auch kaum anders zu erwarten.

Des weiteren ist nun noch Stellung zu nehmen zu der Frage, ob und in welchem Maße sich die verschiedenen „isostatischen“ Anomalien zur näherungsweisen Bestimmung der subkrustalen Dichte ϱ' eignen, wenn man der Rechnung die Beziehung (A), S. 149 zugrunde legt. Wie ein Blick auf die Werte von

$$1 - \frac{\varrho}{\Delta g_{ts}}$$

in den Tabellen zeigt, scheiden zunächst die Hayfordanomalien im allgemeinen aus, da sie unter Annahme der plausiblen Ausgleichstiefe $T_1 = 120$ km die Beziehung (A) für den wahren Wert $\varrho' = 3$ der subkrustalen Dichte noch nicht einmal angenähert erfüllen. Aber auch die Anselschen Anomalien haben für diese Frage nur einen beschränkten Wert. Zu ihrer Berechnung mußte nämlich ein plausibler Wert für ϱ' postuliert werden, der zur Bestimmung der isostatischen Höhe H diene. Dieser ist aber nur in unseren konstruierten Beispielen dem „wahren“ Wert für ϱ' gleich. Eine Diskussion der Anselschen Anomalien kann also nur ein Urteil darüber ergeben, wie nahe die aus ihnen zu berechnenden

$$\text{Größen } 1 - \frac{\varrho}{\Delta g'_0} \text{ dem angenommenen Wert } \varrho' \text{ kommen, nicht aber, in welchem}$$

Grad die wahre subkrustale Dichte approximiert wird**). Letztere Frage bleibt also vollkommen unbeantwortet. Es erübrigt sich daher, hier in eine weitere

*) 5 Milligal.

**) So ist es beispielsweise kein Zufall, daß in allen Tabellen unter (b_1 , c_1 , d) bei $1 - \frac{\varrho}{\Delta g'_0}$ exakt 3.0 steht. Es ist doch $[\Delta g_A]_d$ so berechnet, daß die Beziehung (A) in Bezug auf den postulierten Wert für ϱ' erfüllt ist. Daß dieser in unseren Beispielen zufällig gleich der „wahren“ subkrustalen Dichte ist, spielt im allgemeinen keine Rolle.

Diskussion einzutreten. Das Ergebnis wäre, wie ein Blick auf die Tabellen zeigt, ohnehin nicht sehr befriedigend.

Das Problem, ob man durch versuchsweise Abänderung von T_1 und ϱ' die Hayfordanomalien zwingen kann, sich der Beziehung (H) zu fügen, wurde schon oben vollständig gelöst, so daß hier einige ergänzende Bemerkungen genügen. Es ergab sich, daß dies bei unseren Zylinderschollen immer und nur dann möglich ist, wenn $\Delta g'_0$ positiv ist. Aber auch bei positiver totaler Anomalie hat diese Untersuchung nur dann einen praktischen Wert, wenn sich für $(\bar{T}_1, \bar{\varrho}')$ solche Wertepaare ergeben, die von den natürlichen Verhältnissen nahe kommenden Werten $T_1 = 120$ km und $\varrho' = 3.0$ nicht allzuweit entfernt sind. Aus den Tabellen für die Beispiele 4 und 5 ist nun zu entnehmen, daß sich bei $\bar{T}_1 = 120$ km ein viel zu großer Wert für $\bar{\varrho}'$ ergibt. Wie die früheren Ausführungen zeigten, fällt $\bar{\varrho}'$ bei wachsendem \bar{T}_1 . Es ist also hier zu erwarten, daß $\bar{\varrho}'$ ungefähr 3.0 wird, wenn \bar{T}_1 beträchtlich größer als 120 km ist. Aus Fig. 2 ist zu ersehen, daß dann in Beispiel 4 \bar{T}_1 größer als 2000 km und in Beispiel 5 größer als 3000 km sein muß*). Solch große Werte kommen aber für \bar{T}_1 nicht in Frage. Beispiel 3 zeigt für $\bar{\varrho}'$ bei $\bar{T}_1 = 120$ km einen zu kleinen Wert. Man wird also durch Ver-

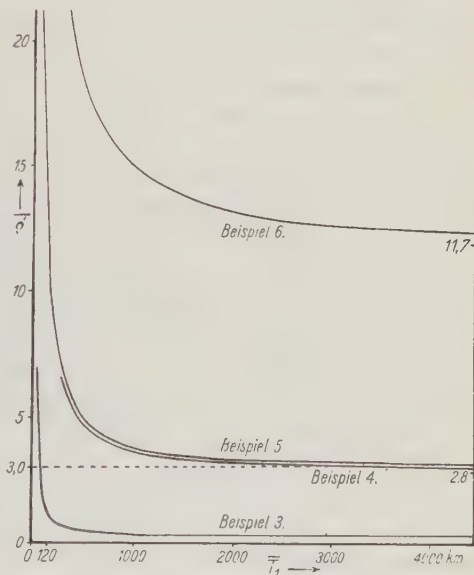


Fig. 2

kleinerung von \bar{T}_1 zu $\bar{\varrho}' = 3.0$ kommen können. Dies ist in der Tat der Fall, wenn \bar{T}_1 ungefähr gleich 50 km ist**). Man erhält hier also einen physikalisch möglichen Wert für \bar{T}_1 , jedoch entfernt sich dieser recht weit von der durch mannigfache Untersuchungen festgestellten Ausgleichstiefe (ungefähr 120 km).

Eine Sonderstellung nimmt Beispiel 6 ein. Hier sind die Werte $\bar{\varrho}'$ besonders hoch, und, wie man leicht ausrechnen kann, liegt ihr Minimum ($\bar{\varrho}'_{min}$) bei 11.7. Es ist also in diesem Falle nicht möglich, durch noch so starke Vergrößerung von \bar{T}_1 einen plausiblen Wert der subkrustalen Dichte zu erhalten. Dieses Ver-

*) Exakt 3.0 erhält man für $\bar{\varrho}'$ in Beispiel 4 bei $\bar{T}_1 = 4000$ km, in Beispiel 5 bei $\bar{T}_1 = 45000$ km.

**) Exakt für $\bar{T}_1 = 51.2$ km.

halten ist immer dann zu erwarten, wenn bei negativer isostatischer Höhe einer gehobenen Scholle der Absolutbetrag von H verhältnismäßig groß ist gegenüber der Höhe h . Dann ist h beträchtlich kleiner als \bar{d} , also in den meisten Fällen auch kleiner als \bar{d}_1 . Mittels der Beziehungen

$$\bar{\varrho}_{min} = \frac{\Delta g'_0}{2\pi f \cdot h} \quad \text{und} \quad \varrho' = \frac{\Delta g'_0}{2\pi f \cdot d_1}$$

ergibt sich dann die Behauptung. Nur wenn H nicht so stark negativ ist, daß h unterhalb \bar{d}_1 liegt, ist es möglich, durch genügend große Ausgleichstiefe $\bar{\varrho}'$ in die Nähe von $\varrho' = 3.0$ zu bringen. Dann wird aber \bar{T}_1 sehr große Werte annehmen müssen.

Zusammenfassend ergibt sich also, daß die Veränderung der Ausgleichstiefe T_1 (zur Berechnung der Hayfordanomalien) nur in den seltensten Fällen die Möglichkeit bietet, aus Δg_H die subkrustale Dichte zu bestimmen. Es wird dies, wie man im Vergleich zu unseren Beispielen sieht, bei gesenkten Schollen mit sehr kleiner Senkung d (noch kleiner als in Beispiel 3) möglich sein oder bei sehr stark gehobenen Schollen (noch stärker als in Beispiel 4).

Unsere Betrachtungen gelten für solche Erdkrustenschollen, deren Umgebung von der isostatischen Gleichgewichtslage nicht wesentlich abweicht und außerdem nur kleine Meereshöhen aufweist. Dann kommen unsere Beispiele den natürlichen Verhältnissen ziemlich nahe. Befindet sich jedoch die Umgebung in wesentlich anderem Zustand, so sind unter Umständen recht beträchtliche Abweichungen von unseren Ergebnissen zu erwarten.

Dies zeigt sich sehr schön an einer Reihe von Beobachtungen aus der Schweiz, die E. A. Ansel im Lehrbuch der Geophysik auf S. 90—91 und auf S. 211 der Zeitschrift für Geophysik, Jahrg. II angegeben hat*). Wir wollen uns hier an die ausführlichere Darstellung im Lehrbuch der Geophysik halten. Betrachten wir vor allem die Stationen mit negativer totaler Anomalie $\Delta g'_0$, so fällt auf, daß entgegen unseren Ergebnissen die Hayfordanomalien (dort mit Δg_{is} bezeichnet) größer sind als die $\Delta g'_0$ **. Dies kann nur ein Einfluß der Umgebung sein. Bedenkt man, daß es sich hier um die Stationen des oberen Rhodanetales handelt, die beiderseits von mächtigen Gebirgen umgeben sind, so wird deren Einfluß auf die Hayfordkorrektur sich leicht in dem geforderten Sinne ergeben. Daß hierdurch die Hayfordanomalien größenordnungsmäßig den Ansel'schen Anomalien (Spalte 12 und 13) an die Seite gestellt werden und daß sich bei der Berechnung von ϱ' mittels der mehrfach erwähnten Beziehung (A) überraschend gute Resultate ergeben, muß aber als Zufall angesehen werden. Es ist ausdrück-

*) Ein näherer Vergleich beider Zusammenstellungen zeigt geringe Abweichungen in den Zahlenwerten. Außerdem scheinen mir die Spalten 12 und 13 im Lehrbuch der Geophysik gegenüber den entsprechenden Spalten in der anderen Darstellung vertauscht zu sein. Dies hat jedoch für uns keine Bedeutung.

**) Mit Berücksichtigung des Vorzeichens.

lich darauf hinzuweisen, daß man diesen Sachverhalt nicht ohne weiteres verallgemeinern darf, wie auch unsere Zylinderbeispiele deutlich gezeigt haben, daß große Abweichungen vorkommen können. Besonders ist zu warnen vor einer Gleichsetzung der Hayfordschen und der Ansel'schen Anomalien bezüglich ihrer Beziehungen mit den anderen, nichtisostatischen Schwereanomalien. E. A. Ansel hat demgemäß auch am Schlusse seines § 64 (Lehrbuch der Geophysik) betont, daß der dort gezeigte engere Zusammenhang dieser Anomalien nur unter besonderen Bedingungen besteht.

Wie man aus der Darstellung von E. A. Ansel am Schlusse des § 64 erkennt, sind die in Spalte 12 angeführten Anomalien unsere $[\Delta g_A]_{c_1}$, die in Spalte 13 hingegen unsere $[\Delta g_A]_{b_1}$. Nach unseren obigen Überlegungen, die, wie man leicht sieht, allgemein gelten und nicht nur auf unsere Zylinderbeispiele beschränkt sind, müßte nun

$$[\Delta g_A]_{c_1} = [\Delta g_A]_{b_1}$$

sein, was bei den Werten in Spalte 12 und 13 ersichtlich nicht der Fall ist. Es kommen sogar recht beträchtliche Abweichungen vor (bis zu 14 Milligal). Die Ursache dieses zunächst merkwürdig scheinenden Verhaltens liegt darin, daß der Schollendichte ρ bei der Berechnung der Bouguerschen Anomalien $\Delta g''$ andere Werte zugrunde gelegt wurden als bei der Bestimmung der Anomalien in Spalte 12 und 13. Für diejenigen beiden Stationen, die die stärksten Abweichungen zeigen (Gsteig und Schwarzsee) habe ich die Verhältnisse näher geprüft. Aus den Werten für $\Delta g'_0$ und $\Delta g''_0$ ergibt sich, daß bei der Berechnung der Bouguerschen Anomalien die Schollendichten 2.42 (Gsteig) und 2.76 (Schwarzsee) verwandt wurden, während den Anomalien in Spalte 12 und 13 die Schollendichte 2.7 und die subkrustale Dichte 3.0*) zugrunde gelegt ist. Berechnet man die Bouguerschen Anomalien mittels der Dichte $\rho = 2,7$, so ergeben sich unserer Theorie entsprechend in den Spalten 12 und 13 übereinstimmende Werte, wie folgende Zusammenstellung zeigt:

Lehrbuch der Geophysik, S. 90 und 91:

	$\Delta g'_0$	$\Delta g''_0$	$[\Delta g_i] = [\Delta g_A]_{c_1} - (\Delta g_i) = [\Delta g_A]_{b_1}$
Gsteig	+ 0.012	— 0.108	+ 0.015
Schwarzsee	+ 0.179	— 0.119	+ 0.012
Berechnung mit $\rho = 2,7$:			
Gsteig	+ 0.012	— 0.122	+ 0.001
Schwarzsee	+ 0.179	— 0.113	+ 0.018

Wie man sieht, ist die Abweichung der Spalten 12 und 13 im Lehrbuch der Geophysik genau gleich dem Unterschied der Bouguerschen Anomalien bei den beiden verschiedenen Berechnungsarten. Ein Vergleich der Spalten 12 und 13 sagt also nichts darüber aus, wie nahe die dort angeführten Näherungswerte der

*) Der in der Überschrift zu Spalte 10 angegebene Wert 3.6 ist ein Druckfehler. Im Text ist auch nur von 3.0 die Rede.

Anselschen Anomalien den entsprechenden wahren Werten kommen, sondern sie sind gewissermaßen nur ein Abbild der bei den Reduktionen verwendeten Schollendichten. Insbesondere kann man aus einer Übereinstimmung der Spalten 12 und 13 nicht schließen, daß diese Werte für die Anselschen Anomalien brauchbare Näherungswerte darstellen. Auch bei schlechten Näherungswerten müssen beide Spalten übereinstimmen, wenn bei allen Reduktionen dieselbe Schollendichte verwandt wurde. Ein Urteil über diese Werte läßt sich nur gewinnen, wenn man sie mit anderen Näherungswerten für die Δg_A vergleicht, wie es oben bei unseren Zylinderbeispielen eingehend auseinandergesetzt worden ist.

Über Größe und Tiefenwirkung der kapazitiven Beeinflussung eines Leiters durch eine Dishomogenität des Untergrundes. Ein registrierendes Meßgerät

Von W. Stern (Göttingen-Köln) — (Mit 6 Abbildungen)

Es werden Größe und Sinn der Kapazitätsänderung eines linearen zylindrischen Leiters als Funktion der Entfernung einer Dishomogenität der elektrischen Leitfähigkeit oder Dielektrizitätskonstanten seiner Umgebung experimentell untersucht. Ein hierzu entwickeltes registrierendes Meßgerät, das Kapazitätsänderungen bis auf $\pm 10^{-4}$ cm geliefert, wird ausführlich beschrieben. Es kann gezeigt werden, daß die der Auswertung bisher zugrunde gelegte theoretische Beziehung den wahren Verhältnissen nicht genügt. Für das den gewonnenen Diagrammen zugrunde liegende Gesetz konnte jedoch noch kein strenger mathematischer Ausdruck gefunden werden. Die maximale Tiefenwirkung wird zu der $1\frac{1}{2}$ -fachen Länge des Leiters ermittelt und kann bis jetzt zu 150 m angegeben werden.

Die Kapazität eines elektrischen Leiters ist nicht allein durch seine geometrischen Maße bestimmt, sondern innerhalb eines gewissen noch zu diskutierenden Bereichs abhängig von Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante seiner näheren Umgebung. Aus diesem Anteil des umgebenden Raumes an der Kapazität eines in ihm befindlichen Leiters ergab sich ein Mittel — höchste Konstanz der Meßanordnung vorausgesetzt —, jene Kapazitätsänderungen eines definierten Systems beim Wechsel der Standorte als Zustandsänderungen der Umgebung zu diskutieren*).

Theoretisch faßbar und praktisch bedeutsam ist der Einfluß einer Schicht auf die Kapazität eines parallel zu ihr sich erstreckenden linearen Leiters, an der sich die Dielektrizitätskonstante oder die Leitfähigkeit beim Übergang vom Material zwischen Leiter und Schicht auf diese Schicht sprunghaft und um einen hinreichenden Betrag erhöhen. Eine solche Schicht stellen z. B. der Grundwasser-

*) W. Stern: Gerlands Beitr. z. Geophys. **23**, Heft 3. S. 292—333. Zeitschr. f. Gletscherkde. **18**, Heft 1/3, S. 24—42.

spiegel in gut durchlässigen Infiltrationsgebieten (Karst), die Grenzschicht zwischen Gletschereis und Felsuntergrund, das Dach eines Braunkohlenflözes bei Trockenheit der Deckschichten und ähnliche Fälle dar.

Da der Theorie zufolge die Größe der kapazitiven Beeinflussung eine Funktion der Tiefe (bzw. der Entfernung) der beeinflussenden Schicht ist, so muß es möglich sein, durch geeignete Messung der Kapazität des Leitersystems die Tiefe einer solchen Schicht zu bestimmen. So ist nach Hummel die Kapazität eines linearen zylindrischen Leiters von der Länge L und dem Radius r , der sich im Abstand d parallel zur Schicht befindet, gegeben durch den Ausdruck

$$C = \frac{\varepsilon_0 L}{2 \left(\ln \frac{L}{r} + \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon + \varepsilon_0} \ln \frac{L}{2d} \right)} = \frac{\varepsilon_0 L}{2 \ln \left[\frac{L}{r} \cdot \left(\frac{L}{2d} \right)^{\frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon + \varepsilon_0}} \right]} \quad \dots \quad (1)$$

worin ε_0 die Dielektrizitätskonstante des Materials zwischen Leiter und Schicht und ε die der Schicht bedeuten. Für $\varepsilon_0 = 1$ (Luft) und $\varepsilon = \infty$ wird:

$$C = - \frac{L}{2 \ln \frac{2d}{r}} \quad \dots \quad (2)$$

Einer quantitativen Auswertung der gemessenen und diskutierten Effekte wurde bislang dieser Ausdruck zugrunde gelegt. Es ergab sich jedoch, daß diese Behandlung bei der gewählten Meßanordnung, die nicht wie ein einseitiger Leiter, für den allein der obige Ausdruck definiert ist, sondern wie ein wenn auch stark unsymmetrischer Dipol wirkt, unstatthaft sei. Zur Ermittlung des für diesen Fall streng gültigen Gesetzes und des in der Art der Meßanordnung begründeten und zu berücksichtigenden Fehlers wurde der experimentelle Weg beschritten.

Die Meßmethode. Zur Messung des relativ kleinen Effektes — in 100 m Entfernung würde eine Änderung der Schichtentfernung um 1% die Kapazität eines 100 m langen Leiters ($r = 0.2$ cm) um etwa 0.3 cm elst. Einh. ändern — ist eine Methode notwendig, die verschwindend kleine Kapazitätsänderungen mißt. Eine solche Methode liegt in dem grundsätzlich bekannten Schwebungsverfahren vor. Macht man den Leiter, dessen Kapazitätsänderungen gemessen werden sollen, zu einem die Frequenz n_1 eines elektromagnetischen Oszillators mitbestimmenden Teil und überlagert man diesem einen zweiten Oszillator mit der Frequenz n_2 , so entsteht eine Schwebung von der Frequenz

$$n_s = n_2 - n_1, \quad \text{wo} \quad n_2 > n_1.$$

Da die Frequenz eines elektromagnetischen Schwingungskreises eine Funktion der Kapazität dieses Kreises ist, so kann die zu diskutierende Kapazitätsänderung auch durch Messung der Frequenzänderung der Kreise bestimmt werden. Gelingt es, die Frequenz der Kreise hinreichend konstant zu halten, so ist jede Änderung der Schwebungsfrequenz, die mittels eines Oszillographen registriert

oder mittels eines Telephons abgehört werden kann, letztlich auf eine Änderung der Kapazität des Leiters und damit auf eine Änderung der Schichtentfernung zurückzuführen.

Dabei kann der Betrag der Kapazitätsänderung auf zwei Wegen ermittelt werden: Bildet man durch Eichung den zweiten Oszillator als Meßkreis aus, so können die Kapazitätsänderungen durch einfache Ablesung bestimmt werden; denn diese sind offenbar gleich den zur Wiederherstellung eines gleichen Ausgangszustandes notwendigen ablesbaren Kompensationsbeträgen der Kapazität des Meßkreises. Der andere Weg ist der der photographischen Registrierung und rechnerischen Auswertung des Schwebungsbildes, für den die Thomson-Kirchhoffsche Schwingungsgleichung den Weg weist. Es ist

$$n = \frac{1}{2\pi\sqrt{I \cdot C}},$$

worin n die Frequenz, I die Induktivität und C die Kapazität des Schwingungskreises bedeuten. Für $4\pi^2 \cdot I = \text{const}$ wird

$$dn = -\frac{n}{2C} \cdot dC.$$

Durch Einsatz des als Änderung der Schwebungsfrequenz im Oszillogramm ablesbaren dn , der Apparatekonstanten n und C ist damit dC bestimmt.

Der Wert der Schwebungsmethode liegt in ihrer außerordentlichen Empfindlichkeit, die darin ihre Erklärung findet, daß jede Kapazitätsänderung in einer $n/2$ C -fachen Frequenzänderung zum Ausdruck kommt. So ist bei einer Grundfrequenz $n = 3 \cdot 10^6$ und einer Ausgangskapazität $C = 500 \text{ cm}$ durch eine bei abermaliger Überlagerung der Schwebung mit einer Tonfrequenz noch meßbare Änderung der Schwebungsfrequenz um $1/\text{sec}$ ein $dC = 10^{-4} \text{ cm}$ bestimmt.

Die Meßanordnung. Zur Durchführung der Untersuchungen wurden hochempfindliche Meßinstrumente entwickelt und verwandt, deren Gesamtanordnung in den Fig. 1 bis 3 dargestellt ist. Im Teilaufbau besteht die Apparatur aus zwei hochfrequenten Gegentaktoszillatoren mit einem Frequenzbereich von $1.7 \cdot 10^6$ bis $4 \cdot 10^6$ und einem aperiodischen Zwischenkreis. Zur photographischen Registrierung tritt noch ein Tonfrequenzoszillator, ein Oszillograph und ein Lichtschreiber hinzu. Notwendige Voraussetzung für eine sinnvolle Diskussion der gemessenen Frequenzänderungen ist die unbedingte Gewähr, daß diese auch tatsächlich von außen her, durch Änderung der Kapazität des Leiters erfolgt sind und nicht innerhalb der Anordnung selbst ihre Ursachen haben. Für eine innere größtmögliche Konstanz der Frequenz ist also vor allem Sorge zu tragen. Diese Forderung wurde durch Verwendung starrer, kurzer Verbindungen zwischen den einzelnen Schaltelementen, metallische Abschirmung und durch Anwendung der Gegentaktschaltung weitgehend erfüllt. Da bei dieser Schaltung die Zuleitungen am Spannungsknoten liegen, die sonst vermöge ihrer unstarren Anordnung erhebliche Verstimmung hervorrufen, so werden ihre un-

erwünschte Beteiligung am Schwingungsvorgang und durch sie verursachte Frequenzänderungen weitgehend vermieden. Durch induktive Kopplung werden die beiden Oszillatoren im aperiodischen Kreis überlagert. Dabei wurde bei der Änderung des Kopplungsgrades von dem üblichen Weg der Entfernungsänderungen der Induktivitäten abgewichen, der Kopplungsgrad vielmehr durch Änderung der Abblendung mittels einer metallischen Blende variiert. Der durch Überlagerung erzeugte niederfrequente Wechselstrom wird durch einen Detektor

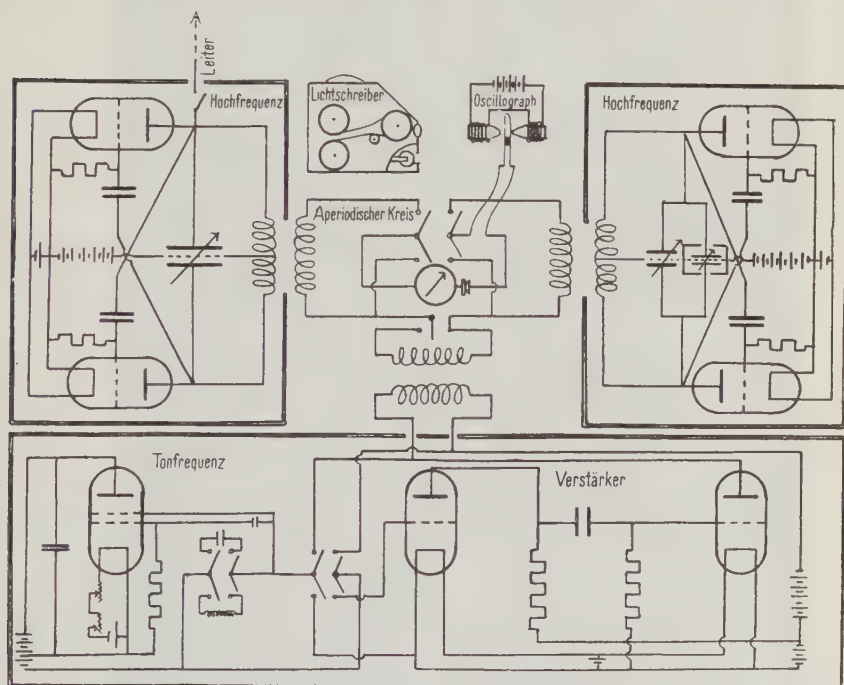


Fig. 1. Schaltungsschema der Meßanordnung

gleichgerichtet, in einem Drehspulgalvanometer ausgemessen und in einem Telephone hörbar gemacht.

Aufschluß über die innere Konstanz der Frequenz der Apparatur gewinnt man durch eine photographische Registrierung bei abgeschaltetem Leiter, wie sie die Fig. 4 im Prinzip und auszugsweise darstellt. Sie gibt das Schwingungsbild der Schwebung zweiten Grades wieder, das durch abermalige Überlagerung der Schwebung ersten Grades mit einer ihr entsprechenden Tonfrequenz gewonnen wurde. Zur Erzeugung der Tonfrequenz wurde ein in Negadyn geschalteter und mit einem Armstrongkreis versehener Oszillator mit einem Frequenzbereich von 30 bis 10000 Hertz entwickelt. Seine ausführliche Schaltung mag aus Fig. 1 hervorgehen. Die Abgleichung der Energien der einzelnen sich

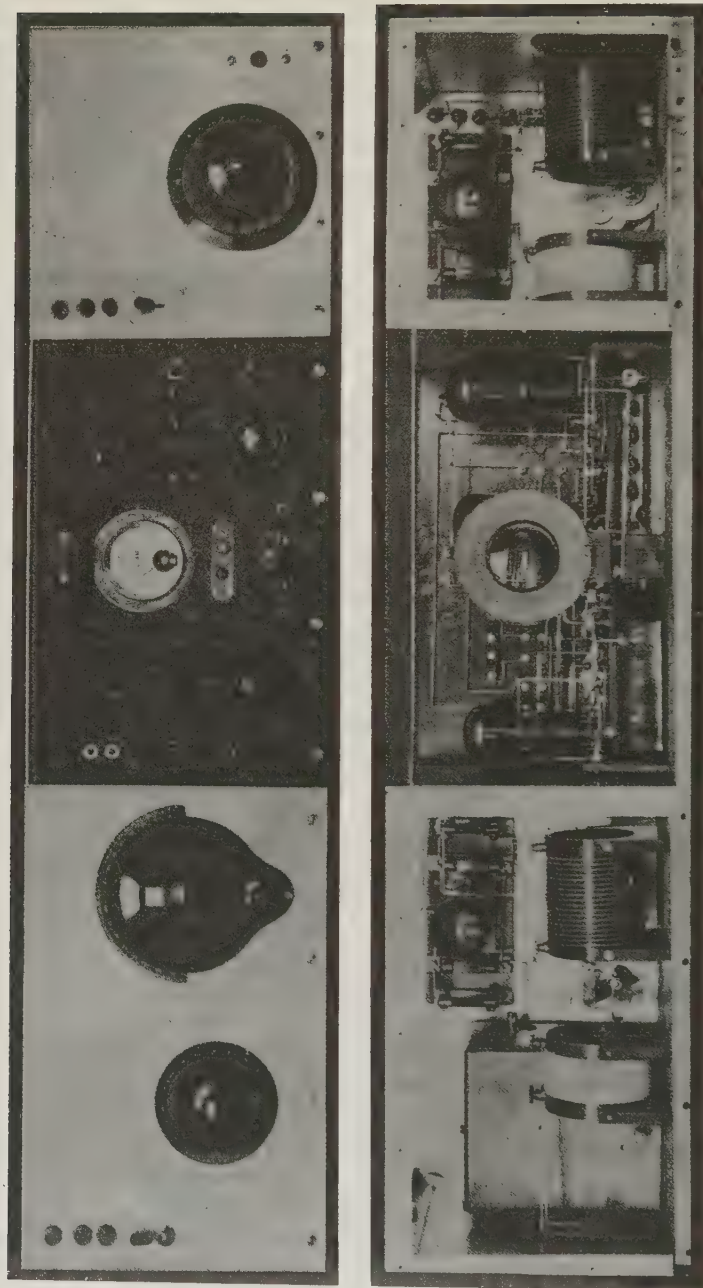


Fig. 2. Anordnung für Registrierung

überlagernden Schwingungskreise geschah bei den Hochfrequenzkreisen durch Änderung der Kopplungsgrade, bei dem Tonfrequenzkreis durch Änderung des Verstärkungsgrades hinschaltbarer Widerstandsverstärkerkaskaden. Als Oszillograph wurde ein Siemensscher Schleifenzillograph verwendet, dessen Schwingungen mittels eines „Potsdamer“ Lichtschreibers photographisch registriert wurden. Die Zeitmarken lieferte ein Uhrpendel, das im $\frac{2}{5}$ -Sekunden-

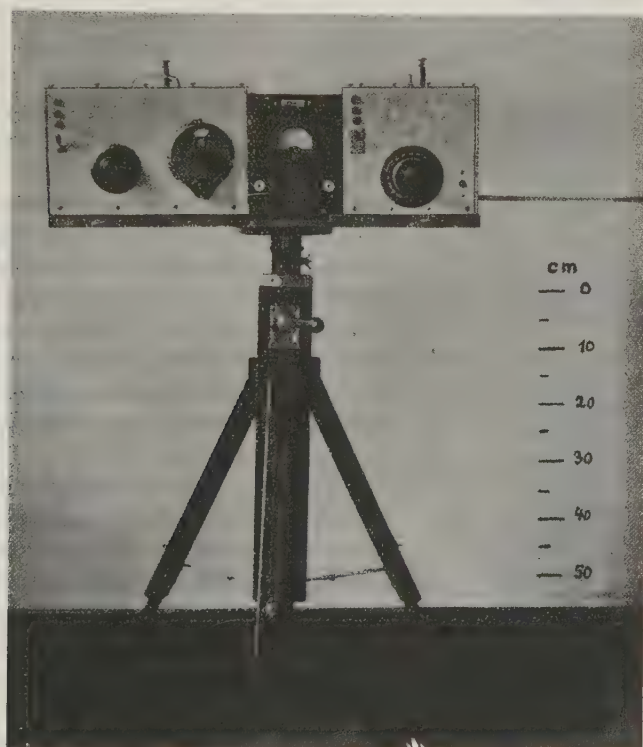


Fig. 3. Aufstellung des Gerätes für Kondensationsmessungen

gang einen Lichtstrahl abwechselnd abblendete und freigab und so einen intermittierenden Lichtstreifen auf dem Film (Fig. 4) erzeugt.

Auf diese Weise vorgenommene Untersuchungen der Konstanz der Frequenz ergaben im Mittel eine Änderung der Frequenz um 0.03 Schwingungen/sec, was bei einer Grundfrequenz $n = 3 \cdot 10^6$ und einer Gesamtkapazität $C = 500$ cm einer Kapazitätsänderung der Anordnung von 10^{-5} cm entspricht. Da jedoch zur Auswertung eine Registrierung über 10 Sekunden Dauer hinreichend ist, so konnte mittels dieser Anordnung noch eine Genauigkeit von $\pm 10^{-4}$ cm in der Bestimmung von Kapazitätsänderungen gewährleistet werden.



Funktion der Entfernung der parallel zu ihm sich erstreckenden leitenden Schicht bestimmt. Darüber hinaus wurde untersucht, aus welcher größten Entfernung im Verhältnis zur Leiterlänge ein noch meßbarer Effekt zu erwarten ist.

Einen Teil der Meßreihen enthält umstehende Tabelle, ihr graphisches Bild stellen die Diagramme der Fig. 6 mit verschiedenen Leiterlängen als Parameter dar.

Ihre Auswertung ergibt, daß die bisher zugrunde gelegte Relation (2), wie zu erwarten war, den experimentell gefundenen Werten keineswegs entspricht und den Diagrammen nicht genügt. Jedoch gelang es trotz der verschiedensten Transformationen noch nicht, für das in den Diagrammen enthaltene Gesetz einen glatten mathematischen Ausdruck zu finden, der sie streng erfüllt.

Die im Verhältnis zur Leiterlänge größte Entfernung, die die Kapazität des Leiters noch meßbar beeinflusst, ergibt sich aus den Diagrammen und den Werten der Tabelle zu angenähert dem $1\frac{1}{2}$ fachen der Leiterlänge. Des weiteren geht aus den Diagrammen hervor, daß die Größe des Effektes der Leiterlänge annähernd proportional ist; durch Vergrößerung der Leiterlänge kann somit die Tiefenwirkung erhöht werden. Da jedoch mit der Verlängerung des Leiters auch die Schwierigkeiten der Reproduziergleicher Formen beim Wechsel des Instrumentenstandortes wachsen, so findet

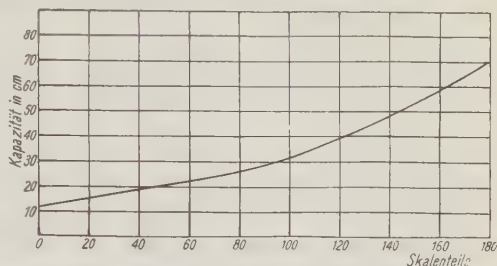


Fig. 5. Eichkurve der Kompensationskapazität

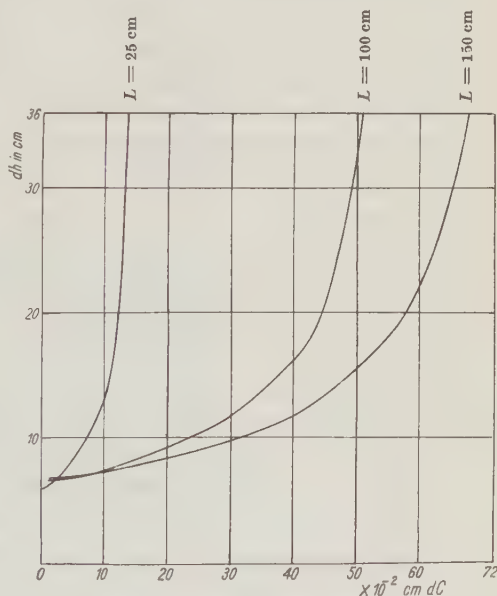


Fig. 6. Die Meßergebnisse

die maximale Tiefenwirkung dort ihre Grenze, wo der durch mangelnde Reproduzierbarkeit begangene Fehler den zu messenden Effekt übersteigt. In praktischen Geländemessungen, über die demnächst berichtet werden soll, gelang es, noch einen 100 m langen Leiter mit einem genügenden Grade der Reproduzierbarkeit seiner Form und ohne nennenswerte Beeinträchtigung der Meßgenauigkeit zu verwenden. Es folgt daraus die Möglichkeit, bei Erfüllung der notwendigen Bedingungen

Dishomogenitäten des Untergrundes in bezug auf die Dielektrizitätskonstante und Leitfähigkeit bis zu einer Tiefe von 150 m zu erkennen und zu bestimmen.

Tabelle 1

Schicht- entfernung in cm	Kapazitätsänderung in cm elst. Einh. für		
	$L = 25 \text{ cm}$	$L = 100 \text{ cm}$	$L = 150 \text{ cm}$
5.8	0.000	—	—
6.0	0.005	—	—
6.3	0.013	—	—
6.4	—	0.000	—
6.5	—	—	0.000
6.7	0.026	—	0.023
6.9	—	0.052	0.051
7.1	—	—	0.077
7.2	0.037	—	—
7.5	—	0.098	0.127
7.7	0.045	—	—
8.0	—	0.137	0.169
8.2	0.052	—	—
8.5	—	—	0.218
9.0	0.061	0.201	0.253
10.0	0.071	—	0.316
11.0	0.085	0.278	0.360
12.0	0.096	—	0.404
13.0	0.103	—	0.429
14.0	0.107	0.356	0.467
15.0	0.110	—	0.490
16.0	—	—	0.515
17.0	0.115	—	0.534
18.0	—	—	0.549
19.0	0.120	0.437	0.564
20.0	—	—	0.575
21.0	0.124	—	—
22.0	—	—	0.596
23.0	0.126	—	—
24.0	—	0.466	0.615
25.0	0.128	—	—
27.0	—	—	0.637
29.0	—	0.488	—
30.0	0.131	—	0.654
34.0	—	0.504	—
35.0	0.133	—	0.674
37.0	—	0.510	—
40.0	0.134	—	0.688
42.0	—	0.519	—
45.0	0.135	—	0.697
46.0	—	0.527	—
51.0	0.135	0.528	0.706

Schlußbemerkung. Vorstehende Arbeit wurde im Göttinger geophysikalischen Institut ausgeführt. Für die Bereitstellung der zur Durchführung erforderlichen Mittel bin ich Herrn Prof. Angenheister zu großem Danke verpflichtet.

Die gleichzeitige Übertragung verschiedener Signalzeichen mit einem Einfachsender und Empfänger

Von J. N. Hummel und H. Witte — (Mit 4 Abbildungen)

Zwei einfache Schaltungen werden angegeben, die es gestatten, zwei verschiedene Signaltypen unabhängig voneinander, d. h. eventuell gleichzeitig drahtlos zu übertragen und zu registrieren.

I. Problemstellung. Die drahtlose Übertragung von Symbolen vermittelt elektromagnetischer Wellen bildet das Wesen der drahtlosen Telegraphie und der drahtlosen Telephonie, die beide aus praktischen Aufgaben ganz bestimmter Art erwachsen sind. Ihre gebräuchlichen Einrichtungen sind indessen nicht für jede gewünschte Form der Übertragung zweckmäßig. Während sich nämlich die drahtlose Telegraphie darauf beschränkt, einige Signaltypen (Punkte, Striche usw.) nacheinander zu übertragen, verzichtet man bei der drahtlosen Telephonie auf Registrierung und arbeitet mit Hörbetrieb, was geringere Energien erfordert. Bei der Übertragung für das Ohr bestimmter, verwickelter Bilder (Klänge, Geräusche, Sprache, musikalische Darbietungen usw.) kommt es nur auf die Gesamtwirkung an. Das menschliche Ohr ist imstande, die gewünschten Zeichen an der Klangfarbe zu erkennen und von Veränderungen der Tonhöhe und der Lautstärke instinktiv zu abstrahieren.

Liegt indessen die Aufgabe vor, zwei oder mehr Signalzeichen hinsichtlich ihrer zeitlichen Lage und ihres Charakters mit absoluter Zuverlässigkeit unabhängig voneinander, d. h. unter Umständen gleichzeitig, zu übertragen und mit einfachen Mitteln zu registrieren, so ist hierfür weder die erste noch die zweite Arbeitsweise geeignet. Wir wollen uns auf den Fall beschränken, daß der Zeitpunkt eines Ereignisses, z. B. einer Sprengung, zu übertragen und in der Weise auf eine Normalzeit zu beziehen ist, daß fortlaufend ein rhythmisches Zeitsignal bzw. der Gang einer Uhr mit übertragen wird. Es soll mit anderen Worten der auf eine Normalzeit bezogene Zeitpunkt einer Sprengung registriert werden.

Bei den üblichen Aufgaben der angewandten Seismik genügt zwar grundsätzlich die Übertragung nur eines Signalzeichens, des Schußmoments allein. Bei Beobachtung sehr großer Laufzeiten durch das Geophysikalische Institut in Göttingen (Steinbruchsprengungen in 100 bis 200 km Entfernung und Sprengungen zu Schallbeobachtungen in mehreren 100 km Entfernung), bei denen der Zeitvergleich zwischen den einzelnen Stationen erschwert ist, wurde ein laufendes Zeitsignal übertragen, auf das der Schuß bezogen werden mußte. Um diese Komplikation, die alle Stationen von einer einzigen abhängig macht, zu vermeiden, liegt es nahe, den doch einmal vorhandenen Sender zur gleichzeitigen Übertragung von Zeit und Schuß auszunutzen. Dies erleichtert zugleich den Vergleich der verschiedenen Aufzeichnungen miteinander. Die Über-

tragung zweier verschiedener Zeichen durch denselben Sender kann zudem auch für andere geophysikalische Aufgaben, z. B. bei Schweremessungen, von Vorteil sein.

Wir haben es also mit zwei oder höchstens, falls die Minutenmarke aus der gleichförmigen Folge der Sekundenmarken herausgehoben werden soll, mit drei verschiedenen Signaltypen zu tun. Da die zeitliche Markierung des Ereignisses mit derjenigen der Normalzeit zusammenfallen kann, müssen Sende- und Empfangseinrichtung auf die gleichzeitige Bewältigung zweier, voneinander unabhängiger Signale eingerichtet sein. Aus Gründen der Betriebssicherheit, d. h. um Verwechslungen mit atmosphärischen Störungen oder mit zufälligen unbeabsichtigten Signalen, die durch Unvollkommenheiten der Apparatur bedingt sind, zu vermeiden, empfiehlt es sich, die Marken auffällig zu charakterisieren. Um ferner Verwechslungen und Verdeckungen der verschiedenen Marken untereinander auszuschließen, müssen dieselben in verschiedener Weise gekennzeichnet werden. Die Registrierung soll optisch auf dem gleichen Film erfolgen, der das Seismogramm der Sprengung am Beobachtungsort aufzeichnet.

Die Eigenart der Aufgabe, bei der wenige wohldefinierte Signalzeichen zu registrieren sind, ähnelt der der drahtlosen Telegraphie, die dahin abzuwandeln ist, daß man der gleichzeitigen Übertragung der beiden Signaltypen Rechnung trägt. Dies bedingt eine spezielle Schaltung. Die Ausarbeitung und Erprobung dieses rein schaltungstechnischen Problems ist erster Zweck der vorliegenden Arbeit. In der praktischen Anwendung ist daneben auch die Zuverlässigkeit der Signalübertragung, vornehmlich die des einen Sprengsignals zu steigern, da unter Umständen ein Zweifel an der Bedeutung desselben die ganze, meist recht kostspielige Aufnahme wertlos macht. Deshalb ist u. a. auf die Unabhängigkeit von atmosphärischen Störungen zu achten. Ferner wird eine genaue Fixierung der zeitlichen Lage der Signale verlangt, was minimale zeitliche Verzögerungen der Signalaufnahme auf dem Film gegenüber der Signalabgabe am Taster, Schärfe des Signaleinsatzes wie bei der Schnelltelegraphie und gleichmäßige Papiergeschwindigkeit erfordert*). Alle diese Momente, an denen anderenorts eifrigst gearbeitet wird, sind hier nur beiläufig in Angriff genommen worden. Sie werden in der Hauptsache lediglich durch Hinweise auf die Art ihrer Bewältigung, insbesondere durch Anführung der diesbezüglichen Literatur berücksichtigt.

*) Im allgemeinen ist bei seismischen Arbeiten über große Entfernungen hin (Boden- und Luftseismik) die Herabsetzung der Verzögerung unter $\frac{1}{1000}$ sec nicht erforderlich, weshalb man von der Anwendung elektronagnetischer Relais beim Sender und akustischen Kurvenschreibern beim Empfang nicht abzugehen braucht. Sollten geringere Verzögerungen für Spezialaufgaben erwünscht sein, wie es beispielsweise in der Gravimetrie erforderlich ist, so tut man gut daran, die betreffenden Schaltelemente durch trägheitslose (Photozellen, Glimmlampen usw.) zu ersetzen. Vgl. hierzu: O. Meisser u. H. Martin: Handbuch der Experimentalphysik **25**, III, S. 238 ff., 278 (Leipzig 1930). — O. Meisser: Zeitschr. f. Geophys. **6**, 11, 1930. — C. A. Heiland: ebenda **6**, 479, 1930.

II. Schaltungsschema für Überlagerungsempfang. Wir betrachten zunächst die Senderseite. Die einzelnen Signale werden am besten durch Ausschalten oder wenigstens durch Verstimmen des im Betrieb befindlichen Senders gegeben, da der Abriß beim Ausschalten schärfer ist als beim Einschalten und die zeitlichen Verzögerungen, die ihre Ursache in der Wirkungsweise der verwandten elektromagnetischen Relais haben, hierbei geringer sind*). Eine Modulation, an die man auch denken könnte, würde andererseits die normale Senderenergie zu stark schwächen und die Reichweite herabsetzen. Es werden also kontinuierliche Schwingungen gesandt, die zugleich eine dauernde Kontrolle des Senders vom Empfänger aus ermöglichen. Die Charakterisierung der Signale kann durch die Dauer oder auch durch die zeitliche Anordnung der Unterbrechung erfolgen. Es wird also irgendein Stromkreis des Senders, z. B. der Anoden- oder Antennenstromkreis unterbrochen, im vorliegenden Falle durch ein polarisiertes elektromagnetisches Relais. Damit die Unterbrechungen, die auf zwei völlig unabhängige Ursachen zurückzuführen sind, auch unabhängig voneinander erfolgen können, sind zwei Relais erforderlich**).

Die Betätigung der Relais durch die auslösenden Ursachen, eine Normaluhr und einen Sprengschuß, erfolgt in der Weise, daß durch die Uhr in bestimmten Zeitabständen (jede Sekunde bzw. jede zweite Sekunde) und durch die Sprengung einmalig in bekannter Weise je ein Stromkreis geöffnet wird, der seinerseits das zugehörige Relais betätigt. Um konstante Strombelastungen der Relais zu erzielen, empfiehlt es sich, die Relais nicht unmittelbar in die Stromkreise zu legen, sondern jeweils einen geeigneten Transformator zwischenzuschalten. Dies hat zugleich den Vorteil, daß eine dauernde Unterbrechung des Primärkreises, wie z. B. durch die Sprengung, doch nur eine vorübergehende Markierung hervorruft, da ein Effekt im Sekundärkreis nur durch die Änderung des im Primärkreis fließenden Stromes ausgelöst wird. Es ist auf diese Weise möglich, die Dauer der Unterbrechung allein durch Regulierung der Rückschlagdauer der Relais willkürlich zu gestalten***).

Um die Unterbrechungen ihrer Ursache noch verschieden zu charakterisieren, gibt man beiden Relais eine wesentlich verschiedene Rückschlagdauer. Die Unterbrechung zur Markierung des Zeitzeichens darf natürlich nur ganz kurzfristig sein, mit Rücksicht auf die Übertragung des Hauptsignals. Eine kurze Marke dürfte hierfür aber auch ausreichen, da das Zeitzeichen schon durch seine

*) J. Wölk: Elektr. Nachr.-Techn. 2, 35, 1925; A. Timme: Zeitschr. f. Fernmeldetechnik 1921, Heft 6/7.

**) Die infolge der Verwendung elektromagnetischer Relais notwendigerweise auftretenden Verzögerungen lassen sich nicht immer unter die in der Praxis verlangte Meßgenauigkeit herabdrücken. Sie können aber experimentell ermittelt und in Rechnung gestellt werden, wobei man es dann nur noch mit Fehlern zweiter Größenordnung zu tun hat. Sollten sie immer noch zu groß sein, so sind die oben erwähnten trägheitslosen Schaltelemente anzuwenden.

***) E. Schulze: Elektr. Nachr.-Techn. 3, 450, 1926. — J. Wölk: ebenda 2, 35, 1925.

rhythmische Folge hinlänglich charakterisiert ist. Der Ablauf einer vollen Minute kann zur Erleichterung der Ablesung durch den Ausfall einer Sekundenmarke, also allein durch Änderung der rhythmischen Folge, hervorgehoben werden. Die Schußmarkierung dagegen erfolgt aus Gründen der Sicherheit durch eine längere Markierung bestimmter Zeitdauer, durch die sie einwandfrei, auch beim Auftreten unerwünschter Störungen als das erwartete Zeichen erkannt werden kann. Fällt der Anfang des Hauptsignals ausnahmsweise in die kurze Unterbrechung der Zeitmarke hinein, was aus der kontinuierlichen Folge der Sekundenmarken hervorgeht, so ist dieser, d. h. also das Schußmoment, nicht unmittelbar zu erkennen. Wenn die Marke aber eine wohldefinierte Länge besitzt, ist ihr Anfangspunkt mittelbar rückwärts aus dem Endpunkt zu entnehmen. Auf keinen Fall wird durch das Hineinfallen des Hauptzeichens in das Uhrzeichen die normale

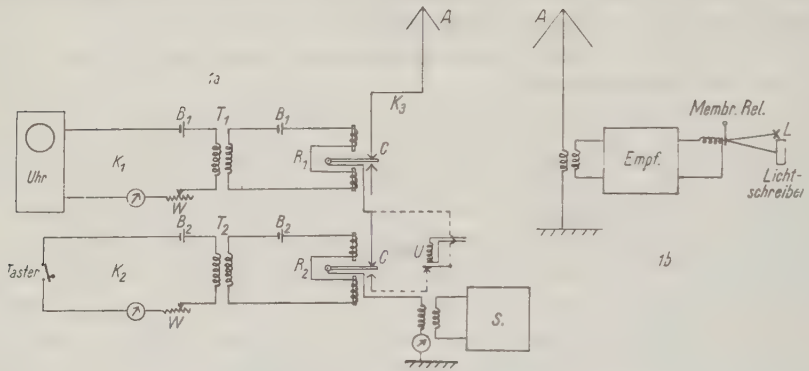


Fig. 1. Schema der Sender- und Empfangsapparatur

Unsicherheit um mehr gesteigert, als der Zeitdauer des Uhrzeichens entspricht, im Falle der Fig. 2a beträgt die Länge des Sekundenzeichens 0,03 sec. Die Seltenheit des Falles ist gegeben durch das Verhältnis der Länge der Unterbrechung durch die Uhr zu dem Zwischenraum zwischen zwei Uhrzeichen, im Falle der Fig. 2a hat dieses den Wert 0,02. Die Schaltung der Senderseite gewinnt dann das Aussehen der Fig. 1. Zwei geschlossene Stromkreise K werden von den Batterien B gespeist. Sie können in bekannter Weise durch den Taster (Sprengschuß) bzw. durch die Normaluhr geöffnet werden. Weiterhin liegen in den Kreisen noch die Primärseiten der Transformatoren T und erforderlichenfalls die Regulierwiderstände W . Je ein Amperemeter G sorgt für die Kontrolle der Stromstärke. Die Sekundärseiten der Transformatoren sind über die Relais R geschlossen, die durch einen induzierten Stromstoß in Tätigkeit gesetzt werden und den Stromkreis K_3 öffnen. Dieser ist der Antennenkreis eines Röhrensenders, mit Selbst-erregung (amerikanisches Fabrikat)*). Da er mit einer Modulationsröhre ver-

*) Von den Askaniawerken Berlin-Friedenau nach Angaben von C. A. Heiland gebaut und dem Geophysikal. Institut liebenswürdigerweise zur Verfügung gestellt.

sehen war, konnte er auch zur telephonischen Verständigung benutzt werden. Als Antenne diente die Reusenantenne des Instituts. Der Antennenstrom betrug etwa 60 bis 100 mA, die Anodenenergie etwa 3 Watt. Gearbeitet wurde mit einer Wellenlänge von etwa 190 m.

Der Schwebungsempfang wurde mit einem handelsüblichen Empfangsgerät (Sachsenwerk-4-Röhrenempfänger) durch Selbsterregung bewerkstelligt. Angeschlossen war das Gerät an eine Linearantenne (Fig. 1 b). Man erhält beim Empfang im Anodenkreis der Ausgangsröhre die Überlagerungsfrequenz, die so gewählt werden kann, daß sie bequem zu registrieren und abzuhören ist. Wird der Sender ausgeschaltet, erlischt die Überlagerungsfrequenz und damit der Ton.

Zur Registrierung ist ein Relais deshalb nicht geeignet, weil wie bereits erwähnt, mit seinem Einsetzen die Apparatur eine Weile ihre Registrierfähigkeit

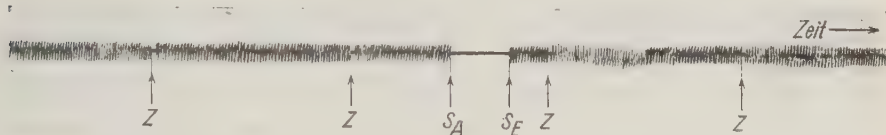


Fig. 2 a.

Registrierung von Zeitzeichen (Z) und Schußmoment (S_A) mit Überlagerungsempfang



Fig. 2 b. Registrierung von Zeitzeichen mit Überlagerungsempfang
(Große Schwingungsamplituden)

verliert, was für unsere Zwecke die Aufnahme unter Umständen wertlos machen kann. Es kommen also nur Kurvenschreiber, in denen Saitengalvanometer, Oszillographen, Glühlampen usw. eingebaut sind, oder akustische Schreibapparate in Verbindung mit einer Filmtrommel in Frage. Eine solche Form der Registrierung bringt zugleich den Gewinn, daß die aufgenommenen Zeichen analysiert werden können, wobei sich atmosphärische Störungen als solche kenntlich machen.

Am geeignetsten zur Registrierung erweist sich für den vorliegenden Zweck nach dem Vorgang von Köhler oder Brockamp*) eine Lautsprechermembrane,

*) R. Köhler: Zeitschr. f. Geophys. 4, 225, 1928. — B. Brockamp: ebenda 4, 404, 1928.

die einen Spiegel bewegt, der seinerseits einen von der Lichtquelle L kommenden Strahl auffängt und auf die rotierende Filmtrommel wirft. Es handelt sich um dieselbe, auf der auch das Seismogramm aufgenommen wird. Benutzt wurde ein von E. Wiechert konstruierter, im Institut vorhandener Lichtschreiber. Natürlich spricht eine solche Registriervorrichtung mit Rücksicht auf die Eigenperiode der Membrane nur auf eine bestimmte Welle von Tonfrequenz an. Da aber ohne Modulation gesandt werden soll, um die ausgesandte Energie nicht unnötig zu schwächen, erfolgen Ausschläge allein beim Schwebungsempfang. Man erhält dann auf dem Film einen kontinuierlichen Wellenzug, der bei der Unterbrechung des Stromes entweder durch einen Punkt (Zeitzeichen) oder durch einen längeren Strich (Sprengschuß) abgelöst wird. Die Fig. 2a und 2b, die etwa 3 km vom Sender aufgenommen wurden, geben Beispiele hierfür.

III. Schaltungsschema für Stromstoßempfang. Beim Registrierempfang in größeren Entfernungen müssen große Anforderungen an die Konstanz der Senderfrequenz gestellt werden. Allgemein gilt, daß die Konstanz um so größer sein muß, je größer die Abstimmsschärfe des Empfängers und je schwächer die Empfangsenergie ist. Die Abstimmsschärfe läßt sich aber bei der vorliegenden Aufgabe oft nicht so konstant halten, wie es erfordert wird, da beide Apparaturen unter Umständen im Gelände mit schlecht montierten Antennen aufgestellt sind, und man nicht immer über Apparate mit Quarzsteuerung bzw. Fremderregung verfügt. Man wird deshalb oft auf Schwebungsempfang, der genaueste Einstellung auf die Senderfrequenz erfordert, verzichten müssen. Für diesen Fall ist ein Verfahren entwickelt, das auf folgender bekannter Tatsache beruht*).

Ein Spannungssprung V besteht aus Teilschwingungen aller Frequenzen ω zwischen Null und Unendlich, deren Amplituden bei der Trägerfrequenz Ω ein Maximum besitzen entsprechend der Gleichung:

$$V = \frac{V_0}{2} \sin \Omega (t - t_1) + \frac{V_0}{2 \cdot \pi} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\omega}{\omega} \{ \cos (\omega - \Omega) (t - t_1) - \cos (\omega + \Omega) (t - t) \}.$$

Irgendeine Teilschwingung von der Frequenz ω hat also die Amplitude

$$A \cdot d\omega = \frac{V_0 \cdot d\omega}{4\pi} \left[\frac{1}{\omega + \Omega} - \frac{1}{\omega - \Omega} \right]$$

oder

$$\frac{A}{V_0} = \left| \frac{\Omega}{2\pi(\omega^2 - \Omega^2)} \right| = \left| \frac{1}{2\pi\Omega \left[1 - \left(\frac{\omega}{\Omega} \right)^2 \right]} \right|$$

Die Unstetigkeitsstelle liegt hier bei der Frequenz des Zeichenstroms. Im Moment des Ein- und Ausschaltens verläßt also ein breites Wellenspektrum den

*) Vgl. z. B. K. Küpfmüller: Über Einschwingungsvorgänge an Wellenfiltern. Elektr. Nachr.-Techn. 1, 141–152, 1924.

Sender, das auch solche Frequenzen enthält, auf die der Empfänger abgestimmt ist. Natürlich ist deren Intensität um so stärker, je näher sie der Trägerfrequenz liegen. Das Ein- und Ausschalten macht sich im Empfänger deshalb auch bei schlechter Abstimmung als Stromstoß bemerkbar. Dieser überträgt sich auch auf die Niederfrequenzstufen und als mechanischer Impuls auf die Membrane. Dadurch wird der Spiegel für einen Augenblick aus der Ruhelage geworfen.

Da bei dieser Art der Registrierung der eingeschaltete Sender auf den Empfänger ebensowenig wie der ausgeschaltete wirkt, ist eine andere Charakterisierung der Zeichen zweckmäßig. Die Sekundenmarke erscheint jetzt als zwei hintereinander liegende Zacken, die bei kurzer Rückschlagdauer des Relais in einen verschmelzen, was ein genügend klares Bild liefert, zumal die alte



Fig. 3. Registrierung von Zeitzeichen (Z) und Schußmoment (S_A) mit Stromstoßempfang (ohne unterscheidende Merkmale)



Fig. 4. Registrierung von Zeitzeichen (Z) und Schußmoment (S_A) mit Stromstoßempfang (Charakterisierung des Schußzeichens durch Klingselunterbrecher)

Charakterisierung durch den gleichbleibenden Rhythmus beibehalten wird (Fig. 3). Bei der Sprengschußmarkierung jedoch erhält man zwei Zacken, die zwar einen größeren Abstand bestimmter Länge voneinander besitzen, sich aber sonst in keiner Weise von den Sekundenmarken oder etwaigen Störungen unterscheiden. Deshalb wird hierfür eine besondere Markierung notwendig. Man kann so vorgehen, daß das durch den Schuß betätigte Relais den Kreis K_3 nicht öffnet, sondern nur den Senderstrom umschaltet (Fig. 1), wobei er erzwungen wird, seinen Weg (in der Figur gestrichelt gezeichnet) über einen Unterbrecher U zu nehmen, der ihn fortwährend ein- und ausschaltet. Demzufolge findet während der Dauer der Umschaltung eine fortwährende Zackenbildung statt. Diese Dauer ist durch die Rückschlagzeit des Relais gegeben. Man erhält dann Filme, für die Fig. 4 ein Beispiel liefert.

Beim Arbeiten auf größere Entfernungen, wo atmosphärische Störungen stärker ins Gewicht fallen, wird man vorteilhaft zum Rahmenempfang übergehen,

Siebkreise einbauen und die sonstigen bekannten Abwehrmittel gegen solche Störungen zur Anwendung bringen. Was die Einzelheiten dieser Schutzeinrichtungen wie überhaupt die zweckmäßigste Wahl der Typen der Sende- und Empfangsapparatur, der Frequenz und Energie usw. anbetrifft, so empfiehlt es sich, sich die Erfahrungen nutzbar zu machen, die auf dem Gebiet der drahtlosen Nachrichtenübermittlung vor allem in der Luftfahrt gesammelt sind. Auch dort liegt das Problem vor, mit „feldmäßigen“ Geräten und geringen Energien auszukommen. Es kann hier nur auf die diesbezügliche Literatur verwiesen werden*). Es möge die Bemerkung genügen, daß es dort schon gelungen ist, mit zwei Watt einen durchgehenden Hörbetrieb bis zu etwa 600 bis 800 km gewährleisten zu können.

Göttingen, Geophysikalisches Institut, Januar 1931.

Theoretische Grundlagen für die Erforschung des Erdinnern mittels Gleichstrom

Von **J. N. Hummel** — (Mit 2 Abbildungen)

Bei der Erforschung größerer Tiefen durch Messung des scheinbaren spezifischen Widerstandes ist die Krümmung der Erde zu berücksichtigen. Die hierfür gültigen Formeln werden mitgeteilt, die Größe der Abweichung von den für ebene Begrenzung gültigen Werten wird berechnet.

Die angewandte Geophysik hat zur Erschließung nutzbarer Lagerstätten und zur Klärung der Tektonik der obersten Schichten eine Anzahl Verfahren erdonnen, die zum Teil auch der physikalischen Erforschung des Erdkörpers für

*) K. Küpfmüller: Störungsverminderung durch selektive Schaltmittel beim drahtlosen Empfang. Elektr. Nachr.-Techn. **3**, 112, 1926. — P. v. Handel, K. Krüger u. H. Plendl: Quarzsteuerung von Kurzwellenempfängern. Zeitschr. f. Hochfrequenztechnik **34**, 12—18, 1929. — J. Fuchs: Die Sende- und Empfangsverhältnisse im Hochgebirge mit besonderer Berücksichtigung der atmosphärischen Störungen. Zeitschr. f. Hochfrequenztechnik **34**, 96—101, 1929. — J. Fuchs u. J. Scholz: Untersuchungen über luftelektrische Phänomene und die atmosphärischen Störgeräusche der Radiotelegraphie. Gerlands Beitr. zur Geophys. **27**, 176—216, 1930. — A. Sacklowski: Die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen. (Zusammenfassender Bericht.) Elektr. Nachr.-Techn. **4**, 31—62, 1927. — K. Krüger u. H. Plendl: Über die Ausbreitung der kurzen Wellen bei kleiner Leistung im 1000-km-Bereich. Zeitschr. f. Hochfrequenztechnik **33**, 85—92, 1929. — H. Plendl: Die Anwendung von kurzen Wellen im Verkehr mit Flugzeugen. Zeitschr. f. techn. Phys. **8**, 456—464, 1927. — H. Faßbender, K. Krüger u. H. Plendl: Versuche über die Ausbreitung kurzer Wellen. Die Naturwiss. **15**, 357, 1927. — K. Krüger u. H. Plendl: Zur Anwendung der kurzen Wellen im Verkehr mit Flugzeugen. Versuche zwischen Berlin und Madrid. Zeitschr. f. Hochfrequenztechnik **31**, 169—176, 1928. — M. H. Gloeckner: Der Bordpeilempfänger im Flugzeug, ebenda **33**, 92—101 u. 132—138, 1929.

wissenschaftliche Zwecke zugutekommen. Unbeteiligt an der Erschließung größerer Tiefen waren bislang lediglich die geoelektrischen Methoden, obwohl sie wegen der Vielartigkeit elektrischer und elektromagnetischer Felder gerade am zahlreichsten sind. Erst in allerjüngster Zeit hat eine von ihnen dadurch, daß sich mit ihrer Hilfe die vertikale Änderung der elektrischen Leitfähigkeit bis in recht erhebliche Tiefen herab tatsächlich klären ließ, auch für die reine Geophysik Bedeutung gewonnen. Es steht zu hoffen, daß diese Methode uns bei weiterer Vervollkommnung in den Stand setzt, Kunde aus dem Erdinnern zu erlangen.

Zu dieser Aufgabe eignen sich allein Untersuchungen an stationären elektromagnetischen Feldern, da die Reichweite der quasistationären und dynamischen Raumfelder im leitenden Medium infolge der elektromagnetischen Trägheit, die als Skineffekt, Abschirmung usw. in Erscheinung tritt, begrenzt ist*). Von den an die stationären Felder geknüpften Möglichkeiten schaltet aber auch die Vermessung des Magnetfeldes der stationären Ströme von vornherein schon wegen des starken und schwankenden magnetischen Erdfeldes aus. Von dem verbleibenden elektrischen Potential- und Strömungsfeld wird je nach der Art der verborgenen Anomalie entweder der Verlauf der Potential- bzw. Stromlinien oder aber deren Dichte an der Erdoberfläche stärker verändert. Nun ist bei den in Frage kommenden Dimensionen die Beschaffenheit der Erde in erster Annäherung als eine Funktion des Radius zu erwarten, d. h. wir haben es mit konzentrischen Kugelschalen zu tun. Bei einer solchen Struktur der Erde werden aber aus Symmetriegründen keine aufschlußreichen Verzerrungen der Feldlinien an der Oberfläche zu erwarten sein, weshalb auch eine Vermessung des Potentiallinienverlaufs nicht in Frage kommt. Es bleibt demnach allein noch die quantitative Bestimmung des absoluten Potentialabfalls, der gerade durch konzentrische Schichten wechselnder Leitfähigkeit beträchtliche Änderungen erfahren kann. Über das Prinzip der Methoden, die sich auf die Messung dieser Größe gründen, sowie über die mit ihnen erzielten Erfolge bei der Erforschung der obersten Erdrinde ist wiederholt berichtet worden**). Ihre Theorie hat der Verfasser, speziell für den Fall, daß der Untergrund aus horizontalen planparallelen Schichten besteht, in zwei Aufsätzen gegeben***). Dort findet sich auch bereits der Hinweis, daß für die Erforschung größerer Tiefen bei entsprechender Vergrößerung der Basis noch die Krümmung der Erdoberfläche bzw. der Schichtgrenzen in den Rechnungen zu berücksichtigen ist†). Inzwischen ist es nun gelungen, mittels derartiger Messungen Aufschluß über die Änderung der spezifischen Leitfähigkeit wenigstens bis zu einer Tiefe

*) Vgl. hierzu den Beitrag des Verfassers im Handb. d. Experimentalphysik 25, Teil 3, S. 437. Über quasistationäre Methoden zur Erforschung des Erdinnern berichtet J. Koenigsberger, Phys. ZS. 31, 487—498 (1930), Nr. 10.

**) Vgl. das am Schluß befindliche Literaturverzeichnis.

***) Es handelt sich um die Arbeiten unter Nr. 21 des Literaturverzeichnisses.

†) Auf S. 104 der ersten Arbeit.

von etwa 70 km zu erlangen, indem der Elektrodenabstand bis auf 200 km ausgedehnt wurde*) Zwar reicht für eine Deutung der hierbei erzielten Meßergebnisse die Theorie in ihrer jetzigen Form vollkommen aus, da für die in Frage kommenden Dimensionen die Basis noch als Gerade betrachtet werden kann, jedoch mag es im Hinblick auf die weitere Entwicklung wohl an der Zeit sein, die Theorie zu vervollständigen und auch die formelmäßigen Grundlagen für die Erschließung noch größerer Tiefen zu geben. Für die praktische Vornahme solcher Messungen

sind die entsprechenden Hinweise in der erwähnten Arbeit von C. und M. Schlumberger bereits enthalten.

Wir leiten zunächst die Formel für den spezifischen Widerstand über völlig homogenen Untergrund ab, wie er sich mit dieser Meßweise unter Berücksichtigung der Erdkrümmung ergibt. Eine Quelle mit der Ergiebigkeit $J/4\pi$ möge sich in einer Vollkugel mit dem Radius R und der Leitfähigkeit σ befinden. Der Mittelpunkt M eines Polarkoordinatensystems falle mit dem der Kugel zusammen, die Achse $\psi = 0$ gehe durch den Quellpunkt Q . Ferner seien folgende Bezeichnungen eingeführt: t sei der

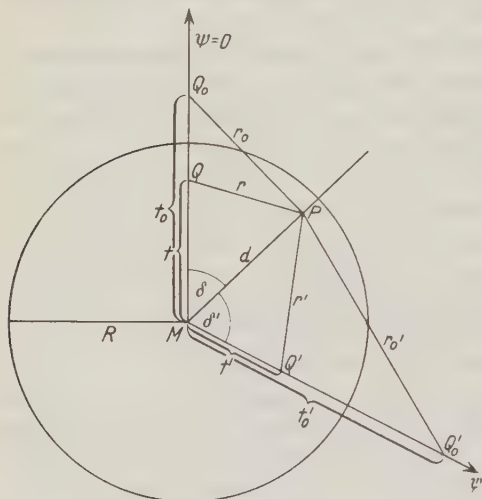


Fig. 1.

Ein Quellpunkt Q in einer homogenen Vollkugel

vom Quellpunkte, t_0 derjenige von dessen Spiegelbilde, r der Abstand des Aufpunktes vom Quellpunkte, r_0 derjenige von dessen Spiegelbilde, d der Abstand des Aufpunktes P vom Kugelmittelpunkte und δ die Richtung des Aufpunktes (Fig. 1). Das Potential ist dann durch die Beziehung

$$\varphi = \frac{J}{4\pi\sigma} \left(\frac{1}{r} + \frac{t_0}{R} \cdot \frac{1}{r_0} \right) + \frac{1}{R} \cdot \frac{J}{4\pi\sigma} \ln \frac{2t_0}{r_0 + t_0 - d \cos \delta}$$

gegeben**). Befindet sich ein zweiter Quellpunkt innerhalb der Kugel mit gleichem, aber negativem Betrage der Ergiebigkeit, werden die entsprechenden Größen mit einem Strich versehen, so ist diesmal das Potential im Aufpunkte

$$\varphi = \frac{J}{4\pi\sigma} \left[\frac{1}{r} - \frac{1}{r'} + \frac{t_0}{R} \cdot \frac{1}{r_0} - \frac{t'_0}{R} \cdot \frac{1}{r'_0} + \frac{1}{R} \ln \frac{t_0(r'_0 + t'_0 - d \cos \delta')}{t'_0(r_0 + t_0 - d \cos \delta)} \right].$$

*) C. u. M. Schlumberger, Amer. Inst. Mining and Metallurg. Eng., Techn. Publ. Nr. 315, 1930.

**) H. Helmholtz, Ann. d. Phys. (3) 29, 211—233, 353—377 (1853).

Die Potentialdifferenz zwischen zwei Aufpunkten beträgt dementsprechend, wenn die auf den neu hinzugekommenen Aufpunkt bezüglichen Größen mit s , u und ε bezeichnet werden,

$$\varphi_1 - \varphi_2 \equiv V = \frac{J}{4\pi\sigma} \left[\frac{1}{r} - \frac{1}{r'} - \frac{1}{s} + \frac{1}{s'} + \frac{t_0}{R} \cdot \frac{1}{r_0} - \frac{t'_0}{R} \cdot \frac{1}{r'_0} - \frac{u_0}{R} \cdot \frac{1}{s_0} + \frac{u'_0}{R} \cdot \frac{1}{s'_0} + \frac{1}{R} \ln \frac{t_0(r'_0 + t'_0 - d \cos \delta') u'_0(s_0 + u_0 - d \cos \varepsilon)}{t'_0(r_0 + t_0 - d \cos \delta) u_0(s'_0 + u_0 - d \cos \varepsilon')} \right].$$

Rücken sowohl die Quellpunkte wie die Aufpunkte in die Oberfläche, wie es der Praxis immer entspricht, so werden $r_0 = r$, $s_0 = s$, $r'_0 = r'$, $s'_0 = s'$, $t_0 = t = u_0 = u = t'_0 = t' = u'_0 = u' = d = R$, und man erhält für die letzten beiden Gleichungen einfacher

$$\varphi = \frac{J}{4\pi\sigma} \left(\frac{2}{r} - \frac{2}{r'} + \frac{1}{R} \ln \frac{r' + R - R \cos \delta'}{r + R - R \cos \delta} \right),$$

$$V = \frac{J}{4\pi\sigma} \left[\frac{2}{r} - \frac{2}{r'} - \frac{2}{s} + \frac{2}{s'} + \frac{1}{R} \ln \frac{(r' + R - R \cos \delta')(s + R - R \cos \varepsilon)}{(r + R - R \cos \delta)(s' + R - R \cos \varepsilon')} \right].$$

Hierin sind außer φ und V die Größen r , r' , s , s' , δ , δ' , ε , ε' Variable, die aber voneinander abhängig sind. Führt man als unabhängige Variable entweder r , r' , s , s' oder δ , δ' , ε , ε' ein, so erhält man entweder

$$\varphi = \frac{J}{4\pi\sigma} \left(\frac{2}{r} - \frac{2}{r'} + \frac{1}{R} \ln \frac{2Rr' + r'^2}{2Rr + r^2} \right),$$

$$V = \frac{J}{4\pi\sigma} \left[\frac{2}{r} - \frac{2}{r'} - \frac{2}{s} + \frac{2}{s'} + \frac{1}{R} \ln \frac{(2Rr' + r'^2)(2Rs + s^2)}{(2Rr + r^2)(2Rs' + s'^2)} \right]$$

oder

$$\varphi = \frac{J}{4\pi\sigma R} \left(\frac{1}{\sin \frac{\delta}{2}} - \frac{1}{\sin \frac{\delta'}{2}} + \ln \frac{\sin \frac{\delta'}{2} + \sin^2 \frac{\delta'}{2}}{\sin \frac{\delta}{2} + \sin^2 \frac{\delta}{2}} \right),$$

$$V = \frac{J}{4\pi\sigma R} \left[\frac{1}{\sin \frac{\delta}{2}} - \frac{1}{\sin \frac{\delta'}{2}} - \frac{1}{\sin \frac{\varepsilon}{2}} + \frac{1}{\sin \frac{\varepsilon'}{2}} + \ln \frac{\left(\sin \frac{\delta'}{2} + \sin^2 \frac{\delta'}{2} \right) \left(\sin \frac{\varepsilon}{2} + \sin^2 \frac{\varepsilon}{2} \right)}{\left(\sin \frac{\delta}{2} + \sin^2 \frac{\delta}{2} \right) \left(\sin \frac{\varepsilon'}{2} + \sin^2 \frac{\varepsilon'}{2} \right)} \right].$$

In der letzten Ausdrucksweise besitzen die Winkel $\delta/2$, $\delta'/2$, $\varepsilon/2$, $\varepsilon'/2$ eine besondere geometrische Bedeutung. Es sind die Winkel zwischen je einer der Strecken r , r' , s , s' und der Tangentialebene in einem ihrer Endpunkte.

Die Gleichungen sind unabhängig von der speziellen Anordnung der „Elektroden“ und „Sonden“ an der Erdoberfläche und bilden daher die Grundlage für jede beliebige Meßanordnung. Um aber einen Vergleich mit den früher für die ebene Oberfläche abgeleiteten Beziehungen ziehen zu können, müssen wir von einer ähnlichen Meßanordnung ausgehen wie dort, selbst wenn eine solche bei

den jetzt vorliegenden Dimensionen sich nicht mehr für die Praxis als zweckmäßig erweisen sollte. Wir legen also die Meßpunkte in Anlehnung an den früher diskutierten Vorschlag von Wenner so auf die sphärische Verbindungslinie der beiden Elektroden, daß jeder Punkt von dem ihm benachbarten den gleichen sphärischen Abstand $\delta \cdot R$ besitzt, daß also $\varepsilon = \delta' = 2\delta = 2\varepsilon'$, $r = s'$, $s = r'$ werden. Dann gewinnt die letzte Gleichung mit der nunmehr einzigen Variablen δ die Gestalt

$$V = \frac{J}{2\pi\sigma R} \left(\frac{1}{\sin \frac{\delta}{2}} - \frac{1}{\sin \delta} + \ln \frac{\sin \delta + \sin^2 \frac{\delta}{2}}{\sin \frac{\delta}{2} + \sin^2 \frac{\delta}{2}} \right)$$

oder nach $1/\sigma \equiv \varrho$ aufgelöst

$$\frac{1}{\sigma} \equiv \varrho = \frac{2\pi V R}{J \left(\frac{1}{\sin \frac{\delta}{2}} - \frac{1}{\sin \delta} + \ln \frac{\sin \delta + \sin^2 \frac{\delta}{2}}{\sin \frac{\delta}{2} + \sin^2 \frac{\delta}{2}} \right)}.$$

Diese Gleichung, die für $R = \infty$ in die uns von früher her bekannte

$$\varrho = 2\pi\delta R \frac{V}{J}$$

übergeht, bildet den Ausgangspunkt für die Berechnung des wirklichen und des scheinbaren spezifischen Widerstandes, falls mit der Wennerschen Anordnung bei einer Basis gemessen wird, die mit Rücksicht auf die Krümmung der Erde nicht mehr als geradlinig betrachtet werden kann.

Wird der spezifische Widerstand statt nach dieser Formel nach der einfachen ermittelt, die für den durch eine Ebene begrenzten Halbraum gilt, so erhält man bereits bei einer Basisgröße $\delta \cdot R \equiv a = 100$ km eine Abweichung von etwa 1%, die aber bei zunehmendem a schnell ansteigt. Hieraus erhellt, daß bei der Erforschung noch größerer Tiefen, als dieses seitens der Brüder Schlumberger geschehen ist, mit Vorteil die genauere Formel anzuwenden ist.

In der Praxis dürfte diese Meßanordnung, die eine ganz bestimmte Lage der Elektroden und Meßpunkte vorschreibt, bei sehr großer Basis kaum zu verwirklichen sein. Indessen sind die für eine andere Anordnung gültigen Formeln unschwer aus dem allgemeinen Ansatz zu entnehmen. Ein besonderer Fall liegt vor, wenn die beiden Sonden auf der sphärischen Elektrodenverbindung sehr nahe zusammenrücken. Hierfür erhält man durch Differentiation bzw. die Formeln

$$dV = \frac{J(R \cdot d\delta)}{4\pi\sigma R^2} \left\{ \sqrt{\frac{2R-r}{2R+r}} \cdot \frac{1}{r^2} [R^2 + (R+r)^2] + \sqrt{\frac{2R-r'}{2R+r'}} \cdot \frac{1}{r'^2} [R^2 + (R+r')^2] \right\}$$

$$dV = \frac{J(R \cdot d\delta)}{8\pi\sigma R^2} \left(\frac{\cos \frac{\delta}{2}}{\sin^2 \frac{\delta}{2}} + \frac{\cos \frac{\delta'}{2}}{\sin^2 \frac{\delta'}{2}} + \frac{\cos \frac{\delta}{2}}{\sin \frac{\delta}{2}} \cdot \frac{1+2\sin \frac{\delta}{2}}{1+\sin \frac{\delta}{2}} + \frac{\cos \frac{\delta'}{2}}{\sin \frac{\delta'}{2}} \cdot \frac{1+2\sin \frac{\delta'}{2}}{1+\sin \frac{\delta'}{2}} \right),$$

aus denen der Logarithmus nunmehr verschwunden ist. Wird $\delta = \delta'$, so erhält man einfacher

$$dV = \frac{J(R \cdot d\delta)}{4\pi\sigma R^2} \frac{\cos \frac{\delta}{2}}{\sin \frac{\delta}{2}} \left(\frac{1}{\sin \frac{\delta}{2}} + \frac{1 + 2 \sin \frac{\delta}{2}}{1 + \sin \frac{\delta}{2}} \right).$$

Bei Vornahme der Messungen mag es sich zwecks Verkürzung der stromführenden Speiseleitungen empfehlen, die Elektroden mit den Sonden zu vertauschen, was nach einem Reziprozitätssatz der Potentialtheorie zu den gleichen Meßgrößen und Rechnungen führen muß.

Unsere bisherigen Untersuchungen bezogen sich noch ausschließlich auf den wirklichen spezifischen Widerstand. Es sei nunmehr der scheinbare spezifische Widerstand ϱ_s für einen Sonderfall berechnet, und zwar sei angenommen, daß die Erdkruste eine bestimmte Leitfähigkeit besitzt, während der Kugelkern nichtleitend ist. Hierbei soll die leitende Hohlkugel eine im Verhältnis zum Kugelradius verschwindende, aber konstante Dicke h besitzen. Wird dann dieser Hülle durch zwei Elektroden Strom zugeführt, so ergibt sich das Potential zu*)

$$\varphi = - \frac{J}{2\pi\sigma h} \ln \frac{\sin \delta}{\sin \delta'}$$

und die Potentialdifferenz zwischen zwei Aufpunkten zu

$$V = - \frac{J}{2\pi\sigma h} \ln \frac{\sin \delta \sin \varepsilon'}{\sin \delta' \sin \varepsilon}.$$

Diese Gleichungen gelten nur unter der Voraussetzung, daß h nicht nur klein gegen R , sondern auch klein gegen die Basis δ . $R \equiv a$ ist. Es ist dies aus der zitierten Arbeit nicht zu entnehmen, für das Folgende aber von Wichtigkeit. Bemerkenswert ist auch, daß das Potential für $\delta = 60^\circ$ den Wert Null annimmt; der Potentialabfall kann also längs endlicher Strecken Null werden und sich erheblich von dem normalen unterscheiden.

Bei Benutzung der Wennerschen Elektroden- und Sondenanordnung gewinnt die letzte Beziehung die Form

$$V = \frac{J}{2\pi\sigma h} \ln (4 \cdot \cos^2 \delta) = \frac{J}{\pi\sigma h} \ln (2 \cos \delta).$$

Vergleicht man diesen Ausdruck mit dem oben für eine homogene Vollkugel gewonnenen Wert, so ergibt sich für das Verhältnis des scheinbaren spezifischen Widerstandes zum wirklichen spezifischen Widerstand der Erdkruste:

$$v \equiv \frac{\varrho_s}{\varrho} = \frac{2R}{h} \cdot \frac{\ln (2 \cos \delta)}{\frac{1}{\sin \frac{\delta}{2}} - \frac{1}{\sin \delta} + \ln \frac{\sin \delta + \sin^2 \delta}{\sin \frac{\delta}{2} + \sin^2 \frac{\delta}{2}}}.$$

*) A. Beer, Einleitung in die Elektrostatik, die Lehre vom Magnetismus und die Elektrodynamik. Braunschweig 1865. S. 359.

Geht man zu einer Basis über, die im Verhältnis zum Erdradius klein ist, so daß die Grenzflächen als Ebenen aufgefaßt werden können, so erhält man als Grenzwert aus dieser Gleichung

$$\lim_{\frac{a}{R} \rightarrow 0} v = 2 \frac{a}{h} \ln 2 \equiv 2u \cdot \ln 2,$$

eine Form, die wir für denselben Fall bereits in einer früheren Arbeit abgeleitet haben, wo wir von vornherein von der einfacheren Annahme ebener Grenzflächen ausgingen*).

In den beiden Gleichungen für den scheinbaren spezifischen Widerstand steckt, wie schon erwähnt, die Annahme, daß a/h groß bleibt, obwohl h/R und

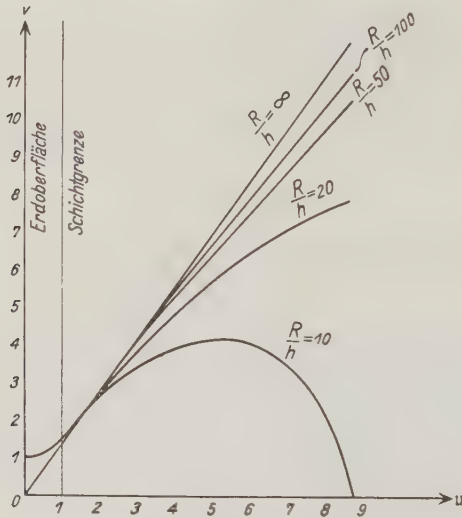


Fig 2. Der scheinbare spezifische Widerstand in Abhängigkeit von der Krümmung einer Hohlkugel

zuletzt auch a/R klein sein sollen. Bekommt nun aber auch a/h einen kleinen Wert, wobei gleichzeitig die Meßanordnung in die Oberfläche rückt, was bisher nicht der Fall zu sein brauchte, so müssen wir auf die vollständige, früher für ebene Grenzen abgeleitete Beziehung

$$v = 1 + 2 \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{1}{\sqrt{1 + \left[2(n+1) \frac{h}{\delta R} \right]^2}} - \frac{1}{\sqrt{1 + \left[(2n+1) \frac{h}{\delta R} \right]^2}} \right\} + 2u \cdot \ln 2$$

zurückgreifen. Die Übereinstimmung beider Formeln für $h \ll a \ll R$, das Überfließen der einen in die andere bei Variation von a , ausgehend von einem

*) Auf S. 102 der erwähnten Arbeit des Verfassers.

endlichen Wert $a \sim R$ über $h \ll a \ll R$ hinweg bis zu $a \ll h \ll R$, ermutigt uns, sie beide zur vollständigen Beschreibung des Verlaufs des scheinbaren spezifischen Widerstandes über einer dünnen Kugelschale miteinander zu kombinieren, wodurch wir die allgemeine Beziehung

$$v = 1 + 2 \sum_0^{\infty} n \left\{ \frac{1}{\sqrt{1 + \left[2(n+1) \frac{h}{\delta R} \right]^2}} - \frac{1}{\sqrt{1 + \left[(2n+1) \frac{h}{\delta R} \right]^2}} \right\} \\ + 2 \frac{R}{h} \cdot \frac{\ln(2 \cos \delta)}{\frac{1}{\sin \frac{\delta}{2}} - \frac{1}{\sin \delta} + \ln \frac{\sin \delta + \sin^2 \delta}{\sin \frac{\delta}{2} + \sin^2 \frac{\delta}{2}}}$$

erhalten. Diese Gleichung gilt also streng für beliebiges $a \equiv \delta \cdot R$, wenn nur die Bedingung $h \ll R$ erfüllt bleibt. Sie gibt aber darüber hinaus auch eine ausgezeichnete Annäherung für endliches h , und zwar solange als h kleiner als etwa $0.1 R$ bleibt*). Der Verlauf des scheinbaren spezifischen Widerstandes, wie er sich auf Grund dieser Formel ergibt, ist in Fig. 2 für verschiedene Werte von R/h in Abhängigkeit von $\delta R/h \equiv u$ aufgezeichnet. Man erkennt auch hier, daß die Abweichung vom normalen Wert für ebene Grenzflächen bei größerer Basis merklich in Erscheinung tritt.

Literatur

1. Franz Neumann: Vorlesungen über elektrische Ströme. Leipzig 1884. S. 240ff.
2. Fr. Wenner: Bull. Bur. of Stand. **12**, 469—478 (1916), Nr. 3.
3. McCollum: Electr. Railway Journ., 1921.
4. O. H. Gish: Terr. Magn. **28**, 89—108 (1923).
5. O. H. Gish, W. J. Rooney: ebenda **30**, 161—188 (1925), Nr. 4; Phys. Rev. (2) **25**, 254 (1925), Nr. 2.
6. O. H. Gish: Bull. Nat. Res. Counc. **11**, Part 2, 86—91 (1926), Nr. 56.
7. W. J. Rooney, O. H. Gish: Terr. Magn. **32**, 49—63 (1927) Nr. 2.
8. W. J. Rooney: ebenda **32**, 97—126 (1927), Nr. 3/4.
9. W. J. Rooney, O. H. Gish: Phys. Rev. (2) **29**, 905 (1927), Nr. 6.
10. Prospekt der „Société de Prospection électrique, Procédés Schlumberger“. Paris 1927.
11. A. S. Eve, D. A. Keys: Department of Commerce, Bureau of Mines, Techn. Paper Nr. 434 (1928).
12. F. W. Lee: ebenda Nr. 440 (1928).
13. W. A. Hotchkiss, W. J. Rooney, James Fisher: Amer. Inst. Mining and Metallurg. Eng., Techn. Publ. Nr. 82 (1928).
14. E. G. Leonardon, Sh. F. Kelly: ebenda Nr. 115 (1928).
15. W. Weaver: ebenda Nr. 121 (1928).
16. I. B. Crosby, E. G. Leonardon: ebenda Nr. 131 (1928).
17. O. H. Gish: Terr. Magn. **33**, 129—148 (1928), Nr. 3.

*) Die exakte Berechnung für endliches h mittels Kugelfunktionen hat ebenfalls Beer auf S. 358 seines Buches vorgezeichnet.

18. H. Hunkel: Zeitschr. f. Kali- u. Steinsalzindustrie sowie das Salinenwesen. S. 366—368 (1928), Nr. 23; S. 383—385 (1928), Nr. 24; S. 7—10 (1929), Nr. 1.
19. J. B. Crosby, Sh. F. Kelly: Eng. News Rec. **102**, 270—273 (1929).
20. C. A. Heiland: Geophysical methods of prospecting. Golden, Colorado 1929, S. 106—111.
21. J. N. Hummel: Zeitschr. f. Geophys. **5**, 89—104 (1929), Nr. 3/4; ebenda S. 228—238 (1929), Nr. 5/6.
22. E. G. Leonardon: Mining and Metallurg. Soc. of Amer. **22**, 150—155 (1929), Nr. 10,
23. A. S. Eve, D. A. Keys, F. W. Lee: Department of Commerce. Bureau of Mines, Techn. Paper Nr. 463 (1929).
24. W. Weaver, Amer. Inst. Mining and Metallurg. Eng., Geophys. Prospecting, S. 68—87 (1929).
25. E. G. Leonardon, Sh. F. Kelly: ebenda S. 180—199 (1929).
26. I. B. Crosby, E. G. Leonardon: ebenda S. 199—211 (1929).
27. F. W. Lee, J. W. Joyce, P. Boyer: United States Bureau of Mines, Circular 6171 (1929).
28. C. und M. Schlumberger: C. R. **186**, 445—446 (1929); Canad. Mining Journ., S. 1093 (1929).
29. A. Belluigi: La Miniera Italiana **13**, 277—278, 329—331 (1929).
30. Instruments **2**, 412—413 (1929), Nr. 11.
31. A. S. Eve, D. A. Keys: Applied Geophysics. Cambridge 1929, S. 82—111.
32. G. F. Tagg: Canad. Mining Journ. **50**, 1156—1159 (1929), Nr. 49; The Mining Mag. **43**, 150—158 (1930), Nr. 3,
33. F. W. Lee: United States Bureau of Mines, Circular 6235 (1930).
34. J. Koenigsberger: Zeitschr. f. Geophys. **6**, 71—73 (1930), Nr. 2.
35. Th. Zuschlag: Amer. Inst. Mining and Metallurg. Eng., Techn. Publ. Nr. 313, S. 4—5 (1930).
36. C. und M. Schlumberger: Amer. Inst. Mining and Metallurg. Eng., Techn. Publ. Nr. 315 (1930).
37. S. Stefanescu en collaboration avec C. et M. Schlumberger: Journ. de phys. et le Radium (7) **1**, 132—140 (1930), Nr. 4.
38. J. Koenigsberger: Gerlands Beitr., Ergänzungshefte **1**, 23—109 (1930), Nr. 1.
39. J. N. Hummel: Handb. d. Experimentalphysik **25**, Teil 3, S. 426—433. Leipzig 1930.
40. F. W. Lee, J. H. Swartz: Department of Commerce. Bureau of Mines, Techn. Paper Nr. 488 (1930).
41. W. J. Rooney, O. H. Gish: Terr. Magn. **35**, 61—72 (1930), Nr. 2.
42. A. Belluigi: La Revue Pétrolière, S. 1451—1454, Nr. 394 (1930).
43. A. Shaidarov: Azerbeidjan Petroleum Industrie **10**, 58—63 (1930), Nr. 6.
44. Sh. F. Kelly: Proc. of the Brooklyn Engineers' Club **28**, Teil 3, S. 22 bis 41 (1930).
45. E. Lancaster-Jones: The Mining Mag. **42**, 352—355 (1930), Nr. 2; **43**, 19—29, Nr. 1 (1930).
46. E. Rothé: Les méthodes de prospection du sous-sol. Paris 1930.
47. K. Sundberg: Gerlands Beitr., Ergänzungshefte **1**, 326—330 (1931), Nr. 3.
48. J. H. Swartz: United States Bureau of Mines, Circular 6445 (1931); Departement of Commerce. Bureau of Mines, Techn. Paper, im Druck.

Göttingen, Geophysikalisches Institut, 15. August 1930.

Über die Bestimmung der atmosphärischen Mondgezeiten

Von J. Egedal

Die Frage, ob gewisse systematische Fehler der Messungen des Luftdrucks das Resultat der Untersuchungen über die atmosphärischen Mondgezeiten beeinflussen, wird erörtert.

In den letzten Jahren sind die mondentägigen Luftdruckvariationen für mehrere Stationen in mittleren und höheren Breiten (bis 57°) berechnet worden.

S. Chapman¹⁾ hat vor kurzem in dieser Zeitschrift ein neues Verfahren zur Berechnung dieser Variation angegeben. Durch eine bessere Ausnutzung des Observationsmaterials und durch eine Beschränkung der Aufgabe sind weitere Fortschritte auf diesem Gebiet ermöglicht. Es ist aber die Frage, ob nicht gewisse systematische Fehler der Luftdruckregistrierung das Resultat der erwähnten Untersuchung beeinflussen. In dem gewöhnlichen Quecksilberbarometer, wo das Rohr einen Durchmesser von 1 bis 2 cm hat, werden bekanntlich die Änderungen des Randwinkels Fehler in die beobachteten Werte des Luftdrucks einführen. Es ist deshalb natürlich diese Frage zu erörtern, und das um so mehr, als es festgestellt ist, daß, wenn die Werte des Luftdrucks von einem Dines-Float-Barographen mit einem Durchmesser des Rohres von 4.25 cm verwendet werden, gefunden wird, daß die tägliche Variation des Luftdrucks 5% größer wird²⁾, als wenn die Werte von einem Barographen mit einem schmalen Rohr (weniger als 2 cm) verwendet werden. Aus diesem Resultat geht hervor, daß die mondentägige Luftdruckvariation wahrscheinlich auch zu klein gefunden wird, wenn der verwendete Barograph ein kleines Rohr hat. Da die mondentägige Variation weniger als $\frac{1}{15}$ der täglichen beträgt, ist wahrscheinlich mit einer größeren prozentischen Verminderung für die gefundenen mondentägigen Luftdruckvariationen zu rechnen.

Es ist zu wünschen, daß diese Sache gleichzeitig mit den fortlaufenden Berechnungen der atmosphärischen Mondgezeiten geprüft wird. Diese Prüfung könnte auf dieselbe Weise vorgenommen werden wie die oben erwähnte Vergleichung für die tägliche Luftdruckvariation. Zur Prüfung muß also ein Barograph verwendet werden, der gleich Dines-Float-Barograph ein Rohr mit einem Durchmesser von ungefähr 4 cm hat.

Literatur

¹⁾ S. Chapman: On the Determination of the Lunar Atmospheric Tide. Zeitschr. f. Geophys. 1930, Heft 4—7. „Ad. Schmidt-Festschrift“, S. 396—420.

²⁾ L. H. G. Dines: The Dines Float Barograph. Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. 55, 37—53, London 1929.

Beitrag zur Methodologie der Rekonstruktion der Deklinationsverteilung für ältere Zeiten

Von **Kyrill Weinberg** (Leningrad)

Vor 10 Jahren habe ich bemerkt, daß manche Kirchen von Sibirien nicht genau nach Osten orientiert sind und habe ebenfalls [ohne die Arbeiten von Wehner¹⁾ und anderen deutschen Autoren zu kennen] die Hypothese aufgestellt, daß die Orientierung nicht mittels Sonnenuhren oder Sonnenschattenbeobachtungen, sondern mittels eines Kompasses gemacht wurde und daß die ehemaligen Architekten von der Nichtübereinstimmung des geographischen und magnetischen Meridians nichts wußten.

Nachdem ich diese Voraussetzung durch Vergleichung der Abweichungen vom wahren Osten für mehrere alte Kirchen in Tomsk mit den Werten der magnetischen Deklination für die Epoche, in der diese Kirchen gebaut wurden, bestätigt hatte, versuchte ich durch die Umkehrung dieses Verfahrens den Wert der Deklination für eine frühere Epoche nach der Orientierung der ältesten Kirche in Tomsk, wie auch für einige Kirchen anderer Städte Sibiriens zu bestimmen. Um ein umfangreicheres Material schneller zu erhalten, ist mir der Gedanke gekommen, daß dazu auch die alten geographischen Karten benutzt werden könnten, auf welchen ein Kompaß mit Windrose zur Bestimmung der Richtungen häufig aufgezeichnet ist. Als Hauptmaterial zu diesem Zwecke habe ich den großen Atlas von ganz Sibirien gebraucht, den der Bojarensohn (Beamter) Ivan Remesoff im Jahre 1702 zusammengestellt hatte.

Aus vielen Karten von Sibirien, welche dieser Atlas enthält, wählte ich nur solche, auf denen einige Flüsse hinreichend genau aufgetragen waren, und verglich die Orientierung dieser Flüsse nach dem magnetischen Meridian, wie dieser durch die Kompaßzeichnung angegeben war, mit der Orientierung derselben Flüsse nach dem geographischen Meridian nach Angabe der heutigen Karten.

Tabelle 1

Ort	Jahr	φ	λ	D.
Selenginsk	1685	51.1° N	106.6° E	3.8° W
Tambow	1600	53.0	41.5	9 ° W
Barnaul	1685	53.3	83.8	0.5° E
Moskau	1600	55.8	37.6	11.5° W
Tomsk	1663	56.5	85.0	7.9° W
Tobolsk	1685	58.2	68.2	15 ° W
Jenisseisk	1685	58.5	92.2	17 ° W
Wologda	1685	59.1	39.8	9 ° W
Sargut	1660	61.3	73.5	23 ° W
Sargut	1685	61.3	73.5	13.5° W
Pelim	1685	—	—	19 ° W

Die Resultate sind in der vorstehenden Tabelle zusammengestellt, und da dieselben im großen und ganzen mit den magnetischen Karten von Halley und Hansteen übereinstimmen, so kann man diese Tabelle als ein passendes Material für unsere Kenntnis über die Deklinationsverteilung in Sibirien im XVII. Jahrhundert ansehen.

Es wäre wünschenswert, auch für andere Länder die beiden Methoden, nämlich Messungen der Kirchenorientierung und das Studieren von alten Karten, die mit dem Kompaßbildnis versehen sind, zu benutzen, um die Deklinationsverteilung für alte Zeiten, welche eine so große Rolle bei der Erklärung des Erdmagnetismus und der säkularen Änderungen desselben spielen kann, zu finden.

Literatur

¹⁾ H. Wehner: Kenntnis der magnetischen Nordweisung im Mittelalter. Zeitschr. Das Weltall **18—20**, Berlin 1905. — L. A. Bauer: Earliest Values of the Magnetic Declination (aus geographischen Karten), Terr. Magn. **13**. 97—104. Washington 1908. — A. Nippoldt: Ausrichtung der Kirchenachsen mit dem Magneten. Arch. f. Gesch. d. Naturw. **7**, 109—114, 236—244, Leipzig 1916. — Fr. Wünschmann: Baulinien unserer heimischen Kirchen, Annaberg i. E., 1927.

Über die tägliche und jährliche Periode der mikroseismischen Bewegung in Eskdalemuir und Kew

Von **Otto Meissner**, Potsdam

Die tägliche Periode ist unbedeutend. Die jährliche stimmt mit der der mitteleuropäischen Festlandsstationen sehr gut überein. Die Beziehungen zwischen Periode und Amplitude sind ebenfalls dieselben wie auf dem Festland.

§ 1. Durch die Freundlichkeit des Herrn Direktors des Instituts in Kew erhielt ich eine Abhandlung (vgl. Nr. 1 des Literaturverzeichnisses) über Perioden und Amplituden der mikroseismischen Bewegung in Eskdalemuir und Kew, aus denen ich die nachstehend verzeichneten Ergebnisse ableiten konnte.

§ 2. Tägliche Periode. Es handelt sich um zwei Jahrgänge (1926/27) in Kew. Vier Werte pro Tag sind angegeben, die Periode ist, wie auch die Verfasser bemerken, nur schwach ausgeprägt. Wenn A und T Periode und Amplitude bedeuten, M den Mittelwert, h die Tagesstunde, so ist:

$$A = \mu(A) + 0.042 \cos(15^h - 18)^0 \text{ in } \mu \quad [\text{Kew (1926/27)}] \quad . \quad . \quad (1)$$

$$T = \mu(T) + 0.040 \cos(15^h - 15)^0 \text{ in sec} \quad , \quad , \quad . \quad . \quad (2)$$

Dies bedeutet, daß die Periode und Amplitude, 0^h = Mitternacht gesetzt, im Laufe des Tages gegen Mittag ein Minimum hat, das aber wie schon oben gesagt, wenig ausgeprägt ist. (Der Phasenwinkel ist bei nur viermaliger Beobachtung natürlich ganz unsicher.) Das ist auf alle Fälle ein Gegensatz gegen unsere deutschen und

österreichischen Stationen. Berechnet ist zwar, soweit ich augenblicklich die Literatur übersehen kann*), diese tägliche Periode nur für Graz (und zwar vom Verfasser dieser Mitteilung, Nr. 2). Für Potsdam hatte ich vor etwa 25 Jahren Integralwerte für je 4 Stunden berechnet, doch muß dies nicht veröffentlichte Konzept verlorengegangen sein. Doch zeigte sich bei meinen 20jährigen Bearbeitungen der Potsdamer seismographischen Registrierungen mit sehr großer Deutlichkeit — im Winter, im Sommer ist die Amplitude zu gering — ein Maximum der Amplitude (über die Periode habe ich keine Berechnungen angestellt) gegen Mittag und meist ein bemerkenswert rasches Einsetzen und etwas allmählicheres Abflauen um 6 bzw. 18 Uhr.

Dieselbe Periode fand sich auf Hamburger Bogen, die gelegentlich zu Vergleichszwecken nach Potsdam gesandt wurden, neuerdings habe ich auf Bogen der Leipziger Erdbebenwarte dasselbe feststellen können. Und zwar sind an den drei genannten Stationen die Amplituden der Periode stark ausgeprägt.

§ 3. Jährliche Periode. 14 Jahre von Eskdalemuir (nur einige Monate eines einzigen Jahres fehlen) ergeben für die Jahresperiode der mikroseismischen Periode folgendes Bild. Es bezeichne a die Amplitude der mikroseismischen Bewegung, ferner sei m die um $1/2$ verminderte Monatsnummer, also Januar = $1/2$, Februar = $1 1/2$ usw. (Jahresanfang = 0), dann wird:

$$a = 1.3 + (1.08 \pm 0.055) \cos (30 m - 14)^\circ \text{ in } \mu \text{ (Eskdalemuir 1911/24)} \quad (3)$$

Das stimmt außerordentlich gut mit den von mir (s. Literaturverzeichnis 3) berechneten Daten für die Stationen Hamburg, Potsdam und Graz überein, wo die Phasen des jährlichen Gliedes — das halbjährige ist, obwohl es die Fehlerquadratsumme teilweise nicht ganz unmerklich verringert, doch wohl nicht als reell, wenigstens nicht als allgemein gültig, anzusehen — sich zwischen 2° und 17° bewegen. Allerdings besteht wegen der verschiedenen zugrunde gelegten Epoche keine ganz strenge Vergleichbarkeit, doch reicht diese immerhin vollkommen aus, um die Gleichartigkeit des j. G. an allen untersuchten Stationen erkennen zu lassen. Das Verhältnis des Jahresmittels zu der Größe der Jahresperiode ($1.3 : 1.08 = 1.20$) liegt etwas über 1, wie an allen von mir untersuchten Stationen (außer Graz).

Auch die Periode der mikroseismischen Bewegung hat in Kew dieselbe Jahresperiode wie an den anderen untersuchten Stationen. Es ist:

$$t = 5.2^s + (0.92^s + 0.25^s) \cos (30 m - 16)^\circ; [\varepsilon \varepsilon = 0.37 \text{ sec}^2] \text{ (Eskd. 1911/24)} \quad (4)$$

Ein halbjähriges Glied tritt hier nicht auf. Die Phase ist hier in noch höherem Maße der der Amplitude gleich als bei den Festlandsstationen.

*) Auch in Kew ist keine weitere Veröffentlichung darüber bekannt. Da ich a. a. O. nur für Graz die tägliche Periode berechnet und hinzugefügt hatte, in Potsdam und Hamburg sei es ähnlich, vermutete man in Kew, ich hätte anderswo exakte Werte dafür berechnet. Dies ist nicht der Fall (vgl. jedoch den Text); die qualitativen Schätzungen sind aber zweifellos reell.

§ 4. Beziehung zwischen Amplitude und Periode der mikroseismischen Bewegung. An den früher berechneten Stationen weichen die beiderseitigen Phasen des jährlichen Ganges der Amplitude (a) und Periode (t) — vgl. § 3 — ein klein wenig mehr ab: das dürfte daran liegen, daß in Eskdalemuir bedeutend mehr Jahrgänge zur Verfügung standen.

Die Beziehung zwischen Größe der Amplitude und Periode der mikroseismischen Bewegung hatte sich früher überall als sehr angenähert linear herausgestellt. Für Eskdalemuir gilt dasselbe, wie der enorm hohe Korrelationsfaktor $+0.98$ beweist, der aus den Monatsmitteln beider Größen berechnet ist. D. h. die Beziehung ist auch in Eskdalemuir streng linear.

In der sub 1 angegebenen Arbeit der englischen Forscher sind auch Häufigkeitsdiagramme der verschiedenen Periodenlängen angegeben, von denen die für die Festlandsstationen nach meinen Schätzungen nicht in merklicher Weise abweichen dürfen. Auch das Periodenmittel, 5.2^s , stimmt mit dem Mittel der Stationen Hamburg, Potsdam, Graz bis auf kaum mehr als 0.1^s überein.

§ 5. Schlußfolgerungen. Von der absoluten Größe der Bewegung abgesehen, die offensichtlich nach dem Ozean — eigentlich hier: der Nordsee (dem Deutschen Meer) hin — anwächst, sind die Beziehungen der Amplitude und der Periode der mikroseismischen Bewegung auf den Festlandsstationen dieselben wie auf den englischen, falls Eskdalemuir und Kew als typisch gelten können, was doch wohl anzunehmen ist.

Literatur

¹⁾ F. J. W. Whipple u. F. J. S. Crase: On the frequency of microseisms of different Periods at Eskdalemuir and at Kew. Monthly Notices, Geophys. Suppl. 2, 76—82, Nr. 2, 1928.

²⁾ O. Meissner (Potsdam): Die tägliche Periode der mikroseismischen Bewegung. Phys. Zeitschr. 17, 400—402, 1916.

³⁾ O. Meissner: Jährliche Periode der mikroseismischen Periode. Phys. Zeitschr. 18, 73—75, 1918.

Ich erlaube mir, folgende Notizen von mir hinzuzufügen, da sie, als in den „Seismometr. Beob. in Potsdam“ erschienen, vielleicht weniger bekannt geworden sind, da man oft in diesen Veröffentlichungen die bloßen statistischen Ergebnisse vermutet:

⁴⁾ Seism. Beob. Potsdam, Veröffentl. d. Kgl. Preuß. Geodät. Inst., N. F. 62, 25—26. Bemerkung zu den mikroseism. Bew.

⁵⁾ Ebenda 64, 21, 1914. Bemerkung zu den mikr. Bew.

⁶⁾ Ebenda 67, 18, 1915. Bemerkung zu den mikros. Bew.

⁷⁾ Ebenda. Vergleichung des jährlichen Ganges der mikros. Bew. in Potsdam, Hamburg und Upsala, S. 18—19.

⁸⁾ Ebenda 73, 15—18, 1916. Über die jährliche und tägliche Periode der mikros. Bewegung.

⁹⁾ Ebenda 76, 22, 1917/18. Bem. zu den mikros. Bew.

¹⁰⁾ Vergleichung der mikros. Bew. in de Bilt, Potsdam und Pulkowa. Phys. Zeitschr. 19, 355—357, 1918.

¹¹⁾ Die mikros. Bew., Naturw. 6, 52—55, 1918.

¹²⁾ Seegang in Norwegen und mikros. Bew. Ann. d. Hydrogr. 46, 85—92, 1918.
(2 weitere Arbeiten folgten später.)

Bemerkungen zu der Erwiderung von Störmer

Von L. Vegard

Es wird gezeigt, daß auch nicht die von Störmer im Herbst 1930 gemachte Aufnahme mit der aus den sonnenbelichteten Nordlichtern gemachten vergleichbar sein kann. Ein Effekt in der von Störmer angegebenen Richtung ist jedoch wegen des von Vegard nachgewiesenen Höhenverschiebungseffekts des Nordlichtspektrums sicher vorhanden, die direkte Wirkung des Sonnenlichtes aber ist deshalb sehr schwer nachweisbar. Die Grundlage für die Bestimmung des Höhenunterschiedes, welcher nem Vegardschen Höhenverschiebungseffekt entspricht, wird näher klargestellt.

In dieser Zeitschrift 5, 463, 1930 hat Störmer eine kurze Antwort auf meine Kritik*) über die Schlüsse, die er zusammen mit Herrn Moxnes aus einigen Spektralaufnahmen von dem Nordlicht gezogen hat, gegeben. Weiter hat er noch eine Bemerkung betreffs der Genauigkeit, mit welcher ich den Höhenunterschied bei meinem Nachweis des Höheneffekts beim Nordlichtspektrum aus dem Jahre 1923 bestimmt habe, gemacht.

In bezug auf die allgemeinen Forderungen, die ich für das Durchführen von relativen spektralen Intensitätsmessungen aufstellte, hat Störmer keine Erwiderungen gemacht, und ich darf daraus entnehmen, daß er damit einverstanden ist. Wie ich in meinem ersten Aufsatz betont habe, erfüllte das Material von Störmer, das er in seiner ersten Abhandlung**) veröffentlichte, diese Forderungen bei weitem nicht. In seiner Erwiderung gibt er zwei von den schon veröffentlichten Spektren wieder, und noch ein isoliertes Spektrum vom Herbst 1930.

Die Photometerkurven von den beiden Spektren aus März 1930, die er in seinem letzten Aufsatz wiedergibt (*A* und *B*, Fig. 1 und 2), haben nichts an der Berechtigung meiner Kritik geändert. Man sieht sowohl aus den Spektren wie aus den Kurven, daß das Spektrum *A* ungeheuer viel kräftiger exponiert ist als *B*. Die negativen Bandenlinien 3914 und 4277 vom Spektrum *A* entsprechen, wie aus der Kurve ersichtlich ist, ungefähr „unendlicher Schwärzung“. Die Kurve des Spektrums *B* entspricht Schwärzungen im empfindlichen Gebiet der Schwärzungskurve. Direkt aus der relativen Höhe der Kurvenmaxima darf man nichts schließen.

Der Vergleich zwischen dem Spektrum von sonnenbelichteten Strahlen aus 1929 mit dem Spektrum im Erdschatten vom Herbst 1930 ist auch bedenklich, und die scheinbaren Unterschiede in der Intensitätsverteilung sind schwer zu interpretieren.

Wären die Spektren *C* und *B* vergleichbar, würde man zu dem folgenden Ergebnis gelangen:

1. Die Nordlichtlinie mit Linie 3914 verglichen ist relativ schwächer am Spektrum *B* der sonnenbelichteten Strahlen, wie Störmer annimmt.

*) L. Vegard: Die sonnenbelichteten Nordlichtstrahlen und die Konstitution der höheren Atmosphärenschichten. Diese Zeitschr. 6, 42, 1930.

**) C. Störmer, Diese Zeitschr. 5, 177, 1929.

2. Mit demselben Recht aber würde man aus den Spektren schließen können, daß im Spektrum *C* die Stickstoffbandenlinie 3914 im Vergleich mit der Bandenlinie 4708 sehr viel schwächer ist als im Falle des Spektrums *B*. Dasselbe würde sich ergeben, falls man Spektrum *C* und *A*, die beide dem Erdschatten entsprechen, vergleichen würde. Eine solche große Änderung der Intensitätsverteilung innerhalb des negativen Bandenspektrums ist physikalisch kaum zulässig, und sie stimmt nicht mit den von mir auf Grundlage eines recht großen Materials ausgeführten Messungen über die Intensitätsverteilung der negativen Bandenlinien im Nordlichtspektrum überein. Die Unterschiede in dem Schwärzungsverhältnis innerhalb des negativen Bandenspektrums sind nicht als reelle Unterschiede im Spektrum zu deuten, sondern sie zeigen unzweifelhaft nur, daß die Platte *C* mit den übrigen (*A* und *B*) nicht vergleichbar ist, und deshalb gestattet die Platte *C* auch nicht, daß man über die relative Intensitätsverschiebung der Nordlichtlinie dem negativen Bandenspektrum gegenüber bestimmte Schlüsse zieht.

Wie ich schon früher*) erwähnt habe, kann man aus dem von mir in 1923 beobachteten spektralen Verschiebungseffekt mit der Höhe schließen, daß das Spektrum der sonnenbelichteten Strahlen eine bedeutende relative Abschwächung der grünen Nordlichtlinie zeigen dürfte, und zwar deswegen, daß es einer viel größeren Höhe entspricht.

Diese relativ schwache Nordlichtlinie, welche die hohen sonnenbelichteten Nordlichtstrahlen nach der von mir nachgewiesenen Höhenverschiebung zeigen müssen, macht es aber sehr schwer, eine direkte Wirkung der Sonnenbestrahlung nachzuweisen.

Zu den Bemerkungen von Störmer, daß die von mir gefundene relative Intensitätsabnahme mit der Höhe an dem Mangel leidet, daß die Höhen nicht genau bestimmt waren, ist zu bemerken, daß Höhenbestimmungen, welche gestatten, die Anvisierungspunkte des Spektrographen zu bestimmen, kaum durchführbar sind. Ob man für einige ausgewählte Augenblicke photogrammetrische Höhenbestimmungen nach der Störmerschen Methode vorgenommen hätte, so wäre dies praktisch ohne Wert für die Abschätzung des durchschnittlichen Höhenunterschieds der beiden zu vergleichenden Spektralaufnahmen.

Jedes Paar von Aufnahmen wurde am selben Abend und mit typischen starken draperieförmigen Bogen vorgenommen. Wenn man nun bei der einen Aufnahme am unteren Rande und bei der anderen Aufnahme in der Nähe der oberen Grenze anvisiert, so weiß man tatsächlich, daß die letzte Aufnahme im Durchschnitt einer größeren Höhe entspricht, und der durchschnittliche Höhenunterschied läßt sich auf Grundlage der für diese Formen ausgeführten Höhenmessungen und gewonnenen Erfahrungen recht genau schätzen. Wie aus den Höhenmessungen hervorgeht, haben die meisten Draperien und draperieförmigen Bogen ihre untere Grenze im Höhenintervall von 100 bis 110 km. Die obere variiert recht viel. Die meisten liegen im Intervall zwischen 160 bis 180 km.

*) l. c.

Für die sehr charakteristischen starken draperieförmigen Bogen habe ich in dem von mir behandelten recht großen Material*) aus dieser Gegend ausnahmslos eine Höhe der unteren Grenze gefunden, die innerhalb der Meßgenauigkeit im Intervall 100 bis 106 km liegt.

Die Anvisierungspunkte waren immer etwas unterhalb der oberen Grenze, und die Strahlen waren im Durchschnitt nicht sehr lang. Wenn ich deshalb den Höhenunterschied der beiden Aufnahmen auf etwa 60 km schätze, kommt man sicher dem richtigen Wert nahe. Für den Nachweis des Intensitätsverschiebungseffekts kommt es auf eine genaue Bestimmung des Höhenunterschieds nicht an. Die sehr geringen Schwankungen, welchen die Höhen dieser Nordlichtform unterliegen, sorgen dafür, daß die Aufnahme des unteren Randes einer geringeren Höhe entspricht als diejenige der oberen Grenze. Es darf auch erwähnt werden, daß der Effekt an zwei verschiedenen Abenden von ungefähr gleicher Größe gefunden wurde.

Die spektrale Höhenverschiebung ist deshalb mit Sicherheit nachgewiesen. Ob der gefundene Effekt einem Höhenunterschied von 50 oder 70 km entspricht, ist von untergeordneter Bedeutung.

Ich hoffe, daß die weiteren Untersuchungen und Messungen an dem Tromsø-Observatorium die Genauigkeit noch weiter bringen werden.

Oslo, Physikalisches Institut, Dezember 1930.

Zur Frage der hypothetischen sterntägigen Variation

Von Adolf Schmidt — (Eingegangen am 9. Januar 1931)

Der von mir von vornherein betonte Zweifel an der selbständigen Bedeutung der rein formal abzuleitenden sterntägigen erdmagnetischen Variation erscheint nach einigen jetzt auf meine Veranlassung durchgeführten Rechnungen als durchaus begründet. Es sei η die Frequenz des Sonnentages, α die dem Jahre entsprechende Frequenz. Eine im Laufe des Jahres periodisch wechselnde sonnentägige Schwankung ergibt dann auch zwei Wellen der Frequenz $\eta + \alpha$ und $\eta - \alpha$. Infolge des Wechsels der Phase wird dies in beschränkter Weise auch dann der Fall sein, wenn die Amplituden auf einen einheitlichen Wert reduziert werden. Die zwei Wellen stellen dann die nicht völlig eliminierten Teste der sonnentägigen Variation dar, und es ist zu erwarten, daß sie von annähernd gleicher Amplitude sein werden. Existiert aber noch eine physikalisch selbständige sterntägige Variation, deren Frequenz $\eta \pm \alpha$ ist, so ist zu erwarten, daß die dieser Frequenz entsprechende Schwankung bei der rechnerischen Zerlegung vor der anderen, der keine sachliche Bedeutung zukommen kann, ausgezeichnet erscheinen werde. Die Ergebnisse der erwähnten Rechnungen zeigen jedoch keinen derartigen Unterschied. Damit wird die in meiner ersten Mitteilung aufgeworfene Frage im negativen Sinne entschieden.

*) Vegard u. Krogness, The position in space of the aurora polaris. Geophys. Publ. 1, Nr. 1, 1920.

Vorträge, gehalten auf der 9. Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft,

Potsdam, 11. bis 14. September 1930

Neuere Untersuchungen über Höhenstrahlung

Von Werner Kolhörster

Bericht über die Ergebnisse der Höhenstrahlungsforschung der letzten drei Jahre
bis September 1930

Der ehrenvollen Aufforderung Ihres Vorstandes, über Höhenstrahlung hier vorzutragen, habe ich gern entsprochen. Indessen wird es in Anbetracht der zur Verfügung stehenden Zeit kaum möglich sein, mehr als einen allgemeinen Bericht zu geben, selbst wenn ich mich nur auf die Forschungsarbeiten der letzten zwei bis drei Jahre beschränke. Wenn also ein Eingehen auf alle Arbeiten und Einzelheiten nicht in dem gewünschten Maße möglich ist, so bitte ich das mit der Kürze der Zeit zu entschuldigen und nicht etwa als Werturteil ansehen zu wollen.

Bei einem so jungen Gebiet sind instrumentelle Fortschritte von ganz besonderer Bedeutung. Ich habe sie daher vorangestellt.

Bisher hat man die Höhenstrahlung nur an ihrer ionisierenden Wirkung in Gasen verfolgt. Ihre geringe Intensität in andere Energien zur bequemeren Messung zu überführen, verspricht fürs erste wenig Erfolg. Selbst die summierende Wirkung auf die photographische Platte dürfte, wenn überhaupt, sich erst nach langem Lagern zeigen. Wieweit neben Temperatur und anderen Einflüssen die Zunahme der Dunkelpunkte in einer photographischen Emulsion (das Schleiern der Platten) durch Höhenstrahlung bewirkt wird, sollen Versuche zeigen, die seit etwa drei Jahren von Prof. Eggert und mir mit Unterstützung der Agfa im Gange sind. Gleiche Pakete der verschiedenen Emulsionen der Agfa werden im Berlepsch-Schacht in Staßfurt und in der Filmfabrik Wolfen bei Bitterfeld unter möglichst gleichen Bedingungen aufbewahrt und Proben von Zeit zu Zeit auf Dunkelpunkte ausgezählt. Indessen hat sich bisher nichts ergeben, was als sicherer Einfluß der Höhenstrahlung gedeutet werden könnte. Ein positiver Befund ließe sich in dem Sinne ausnutzen, daß Pilotballone mit photographischen Platten zur Kontrolle der Strahlungsintensität in den schwer zugänglichen Höhen Verwendung finden.

Die Ionisationsmethode in Gasen hat sich nach zwei Richtungen entwickelt: 1. das ältere, mehr integrierende Meßverfahren an Strahlenbündeln mit der Ionisationskammer; 2. die mehr differentielle Methode der Untersuchung einzelner Strahlen mit statistischer Auswertung der Ergebnisse.

Die Messung mit Ionisationskammern hat gerade in der Berichtszeit große Fortschritte zu verzeichnen. Man mag von dem Bestreben nach Ausgleich der Extreme sprechen insofern, als die Meßgenauigkeit der überwiegend benutzten

transportablen Instrumente weiter verfeinert, dagegen die großen Laboratoriumsapparaturen einfacher gestaltet wurden. So verwendet man z. B. in den bekannten großen Hoffmannapparaturen mehr und mehr unempfindlichere Elektrometer (Faden- oder Lindemannelektrometer) statt des ursprünglich hierfür konstruierten Hoffmannelektrometers, und Steinke hat besonders die Kompensations- und Registriervorrichtungen vereinfacht. Daß bei alledem diese Aggregate vollautomatisch arbeiten (Pforte) und daher für die Erzielung langer, einheitlicher Registrierreihen unter Laboratoriumsbedingungen bestens geeignet sind, ist das Ergebnis dauernder Verbesserungen von Hoffmann und Mitarbeitern.

Die eigenartigen Verhältnisse bei Höhenstrahlungsmessungen machen es erklärlich, daß die transportablen Instrumente ausgedehnte Verwendung finden, wenn auch ihre Meßgenauigkeit naturgemäß etwa eine Zehnerpotenz geringer als die der komplizierten Apparaturen ist. Da bei einer Meßgenauigkeit von im Mittel 0.05 I die transportablen Apparate ungefähr an die statistischen Schwankungen der Höhenstrahlung heranreichen, gibt man sich bei dem oft sehr rauen Betrieb damit zufrieden. (So haben z. B. die Strahlungsapparate meiner Konstruktion den Absturz bei der Nobile-Katastrophe unbeschadet überstanden.) Dauernde Verbesserung der Schlingenelektrometer und ihrer Optik, der Dichtigkeitskontrolle (Innen-Aneroid und Thermometer), der Ladesonden, Isolatoren und anderer Einzelheiten sind erfolgt. Wenn verschiedentlich über Undichthalten der Gefäße geklagt wurde, so mag hier einmal darauf hingewiesen werden, daß bisher alle Fälle, die aufgeklärt werden konnten, auf grobe mechanische Verletzungen zurückzuführen waren, deren Spuren sich deutlich nachweisen ließen.

Die Notwendigkeit zur genauen Bestimmung der kleinen Elektrometerekapazität hat zur Ausarbeitung neuer Kapazitätsmeßmethoden geführt (Millikan, Hess und Reitz, Kolhörster), deren Anwendbarkeit aber erst durch Vergleich verschiedener Verfahren sichergestellt wurde (Kolhörster). Damit sind nunmehr alle Konstanten von Strahlungsapparaten mit Schlingenelektrometern auf + oder — 1% bequem zu bestimmen.

Auf einige interessante, allerdings noch wenig erprobte Konstruktionen sei noch hingewiesen: So hat z. B. Schonland aus einer Art Interferenzelektrometer ein Blattelektrometer entwickelt, dessen dünne Glimmerplatte direkt als Spiegel wirkt. Es gehört zur Gruppe der Kippelektrometer und wird in Ionisationsgefäße üblicher Konstruktion eingebaut. Von Elektrometern, die zu den hier in Betracht kommenden Messungen Verwendung finden bzw. finden können, seien die von Perucca, von Lindemann und das über das Anfangsstadium noch nicht herausgekommene Interferenzelektrometer von Kolhörster und Müller erwähnt.

Hess und Matthias haben den seinerzeit von mir konstruierten einfachen Filmregistrierer für ihre Arbeiten auf dem Sonnenblick bequemer gemacht. Sie haben das Instrument in dem Sinne weiter entwickelt, wie ich bereits meinen Plattenregistrierer ausgebaut hatte, der für eine weitere Durcharbeit geeigneter erschien als der Filmregistrierer.

In dem Bestreben nach Verfeinerung und Vergleichbarkeit der Messungen ist die Schaffung von Normalplätzen von Bedeutung, um reproduzierbare Bedingungen bezüglich der Strahlen und Störstrahlen der Umgebung zu erzielen. In üblichen Laboratorien in Ziegelsteingegebäuden muß man ohne Panzer bei rund 2 I Höhenstrahlungsintensität mit einer nahezu konstanten Gebäudestrahlung von rund 1.5 I und der stark schwankenden Erd- und Luftstrahlung von etwa 2.5 I , also mit Störungen von gleicher Größe wie die gesuchten Effekte rechnen. Einigermäßen noch zu handhabende Panzer schirmen zwar die weichen Störstrahler, aber unterdrücken auch die weichen Höhenstrahlungsanteile. Daher hat die Preußische Akademie der Wissenschaften in Potsdam am Meteorologisch-Magnetischen Observatorium einen Normalplatz errichten lassen. Die Erdstrahlung und besonders ihre Schwankungen sind durch eine absorbierende Eisenbetonschicht von 140 cm Wasseräquivalent abgeschirmt, zum Bau des Hauses ist nach Möglichkeit nur strahlungsfreies Material, wie Holz, Schilfrohr, Pappe, verwendet worden*). Man erhält auf diesem Platz etwa dieselben Intensitätswerte, wie sie Bothe und Kolhörster an Bord der „Resolute“ mitten auf der Nordsee gefunden haben. Der Platz eignet sich auch besonders zum Eichen und Vergleichen von Instrumenten untereinander. Durch Reststrahlungsmessungen ist er an die Werte der Reststrahlung im großen Festsaal des Berlepsch-Schachtes in Staßfurt angeschlossen (406 m u. M. jüngerer Steinsalz, 0.5% Kaligehalt, dessen γ -Strahlwirkung in Abzug gebracht wird). So ist es möglich, auf dem Normalplatz die einzelnen Strahlungskomponenten der Instrumente zu bestimmen, ohne erst im Bergwerk zu messen.

Daß einzelne Höhenstrahlenteilchen gesondert wahrzunehmen sind, wirkt eigentlich überraschend, da man ja gewohnt ist, bei der Höhenstrahlung nur mit außerordentlich geringen Strahlungsintensitäten zu arbeiten. Indessen erklärt sich das ohne weiteres, wenn man bedenkt, eine wie hohe Energiekonzentration im einzelnen Höhenstrahl enthalten ist. Untersuchungen dieser Art haben besonders in letzter Zeit große Bedeutung erlangt.

Mit der Wilsonschen Nebelkammer und unter Verwendung starker magnetischer Felder bis 1500 Gauß ist es Skobelzyn gelungen, Bahnen hochgeschwinder Elektronen stereoskopisch zu photographieren. Ihre Geschwindigkeit (über 15 Millionen Volt), ihre Richtungsverteilung und Anzahl sprechen dafür, daß sie im engsten Zusammenhang mit der Höhenstrahlung stehen. Skobelzyn deutete sie zunächst als Sekundärelektron einer γ -artigen Höhenstrahlung.

Die schwache Ionisationswirkung einzelner Strahlen durch Stoßionisation zu verstärken, wie bei α - und β -Teilchen, war das Ziel, das Geiger bereits seit 1923 vorschwebte und durch das Elektronenzählrohr von Geiger und Müller 1928 erreicht wurde. Die damit erzielte Verstärkung um rund das 10^8 -fache läßt erkennen, von welcher Bedeutung ein solches Instrument besonders für die Höhenstrahlungsforschung ist.

*) Das vor Eintun geprüft wurde.

Die hohe Durchdringungsfähigkeit der Strahlung veranlaßte mich zu untersuchen, wie sich zwei nebeneinander liegende Zählrohre verhalten, da meine früheren Versuche mit zwei Ionisationskammern unbefriedigend geblieben waren. Bei den Zählrohren zeigten sich sofort Koinzidenzen und ein deutlicher Richtungseffekt, so daß man also mit einer solchen Anordnung in der Lage ist, den Weg eines einzelnen Höhenstrahls zu verfolgen.

Weitere Überlegungen gemeinsam mit Bothe führten dazu, die Absorption des in der geschilderten Weise definierten Strahlers zu messen, was bei den schwer absorbierbaren Strahlen erst mit Gold in Barrendicke gelang. Für die weiche Komponente der Höhenstrahlung ergab sich ihr aus den Ionisationsmessungen her bekannter normaler Absorptionskoeffizient. Da die Zählrohre nur auf Korpuskularstrahlen ansprechen, so kamen Bothe und Kolhörster zu dem Ergebnis, daß in der Atmosphäre eine Korpuskularstrahlung von ganz denselben Eigenschaften existiert, wie sie der Höhenstrahlung bisher zugeschrieben wird. Da der γ -Charakter der Höhenstrahlung bisher noch nicht bewiesen ist, das Vorhandensein einer γ -artigen Höhenstrahlung also zunächst nur eine Annahme darstellt, so erschien es uns am einfachsten (bis zum Beweis des Gegenteils), die experimentell erwiesene Korpuskularstrahlung mit der Höhenstrahlung zu identifizieren.

Wenn man mit Hilfe der Koinzidenzen den Weg eines Höhenstrahls festlegen kann, so sollte es möglich sein, diesen Strahl durch Ablenkung im Magnetfeld zu analysieren. Versuche dieser Art haben Curtis und Rossi begonnen, die vorläufigen Ergebnisse sollen für Elektronen sprechen. Geeignet erscheint auch folgende Anordnung: Zwei Zählrohre liegen nebeneinander, ein drittes senkrecht darüber in der Symmetrieachse. Die Zahl der Koinzidenzen zwischen 3 und 1 sowie zwischen 3 und 2 sollten ohne Magnetfeld gleich, bei Erregung des Feldes doppelt so stark verschieden sein als bei Verwendung nur zweier Zählrohre. Hiermit kommen wir schon zu Mehrfachkoinzidenzen, wobei drei oder mehrere Zählrohre untereinander stehen. Versuche dieser Art sind von Tuve, Rossi und Mott-Smith begonnen worden. Dabei dienen die beiden ersten Rohre als Spalt, wodurch die Zahl der zufälligen Koinzidenzen quadratisch vermindert wird. Das Magnetfeld wirkt im Zwischenraum des zweiten und dritten Rohres. Man könnte auch daran denken, die Strahlen zunächst abzulenken und dann auf ihre Härte zu untersuchen, um gleich zu sehen, wie weit Sekundäreffekte hierbei eine Rolle spielen, die besondere Schwierigkeiten bei solchen Untersuchungen bereiten.

Die Registrierung der Elektrometerausschläge auf laufendem Film erfordert eine mühselige Auszählung, noch umständlicher ist die Koinzidenzenbestimmung, die bei einigermaßen brauchbarem Auflösungsvermögen sehr viel Aufwand macht. Das Bestreben auf automatische Summierung der Einzelstöße sowie der Einfach- und Mehrfachkoinzidenzen ist daher verständlich. Mit Hilfe der Röhrenverstärkung kann man die Intensität der Stromstöße beliebig erhöhen einfach durch Wahl geeigneter Röhren entsprechend hoher Emission. Man arbeitet mit Ruhestrom

bei Verwendung einer Röhre. Durch Widerstandsverstärkung auf ein zweites Rohr erhält man Arbeitsstrom, wobei das erste Rohr als Steuerrohr nur ganz geringe Emission zu haben braucht. Zur Summierung von Koinzidenzen läßt man die Steuerrohre jedes Zählrohres über einen gemeinsamen Widerstand auf das Koinzidenzenrohr einwirken, so daß dieses nur den Strom freigibt, wenn gleichzeitig beide Steuerrohre sperren (Kolhörster, Rossi). Das Auflösungsvermögen einer solchen Anordnung ist von der Wahl der Widerstände und der Kapazitäten in den Verstärkerkreisen abhängig und läßt sich unschwer auf ein tausendstel Sekunde bringen. Eine etwas andere Schaltung mit Doppelgitterrohr ist von Bothe für Einfachkoinzidenzen angegeben worden.

Als Zählwerk genügt bei langsamer Stoßfolge bis zu etwa 10 bis 20 in der Sekunde der Telephongesprächszähler der Reichspost. Für schnellere Stoßfolge bis zu 300 in der Minute hat man ähnliche Zählwerke umkonstruiert (Geiger). Die Industrie bietet in dem Vorwähler der automatischen Telephonie geeignete Konstruktionselemente, die bis etwa 100 Stöße in der Sekunde zu summieren gestatten. Da die Vorwähler nur etwa bis 30 einzelne Schritte schalten, muß zur Summierung der dreißiger Schritte ein weiterer Rollenzähler (Telephongesprächszähler) Verwendung finden. Die Registrierung der Zählerausschläge kann dann photographisch oder nach Art der Schlagbügelinstrumente ausgeführt werden. Für sehr schnelle Stoßfolgen kann man auch die entsprechend verstärkte Energie direkt mit Gleichstromzählern integrieren. Rotierende Gleichstromzähler brauchen etwa 50 Milliamp., Elektrolytzähler nur 5. Da bei letzteren der Schwellenwert für das Ansprechen des Zählers sehr niedrig liegt, muß der Ruhestrom in der Verstärkeranordnung weitgehendst kompensiert werden, während man bei rotierenden Zählern wegen ihres viel höheren Schwellenwertes weniger peinlich zu sein braucht.

Probleme der Höhenstrahlung. Das Grundproblem, nämlich der Nachweis der Existenz der Höhenstrahlung, dürfte seit etwa fünf Jahren widerspruchslos gelöst sein. Die Arbeiten der folgenden Jahre haben mehr oder weniger ausgesprochen zum Ziel, das Wesen der Höhenstrahlung zu erforschen, sei es indirekt durch Untersuchung der Intensität und der Richtung des Energiestromes, sei es direkt durch Einwirkung auf die Strahlen mittels absorbierender Medien oder magnetischer Kräfte.

Intensitätsmessungen unter verschiedenen geographischen Breiten sind von Millikan und Cameron zwischen San Francisco $+37^{\circ}$ und Mollendo -20° , von Clay zwischen Leiden $+52^{\circ}$ und Bandoeng -7° , von Corlin zwischen Potsdam $+52^{\circ}$ und Abisko $+71^{\circ}$, sowie von Bothe und Kolhörster von Potsdam $+52^{\circ}$ bis zur Packeisgrenze bei Spitzbergen $+81^{\circ}$ ausgeführt worden.

Millikan und Cameron sowie Bothe und Kolhörster finden keine wesentliche Intensitätsänderung innerhalb 6 bzw. 5%. Hingegen ist nach Clay sowie Corlin eine Abnahme der Intensität nach Süden sowie Norden zu beobachten. Eine Maximalzone der Strahlung wäre also über Mitteleuropa anzunehmen. Diese Änderung würde direkt für die korpuskulare Hypothese sprechen. Da das

schwache Erdfeld erst auf Strecken von der Größenordnung des Erdradius deutlich wirksam werden kann, so müßte man weiter daraus folgern, daß die Strahlung von außen her in die Atmosphäre eindringt und nicht erst sekundär in dem Luftmantel erzeugt wird (Bothe und Kolhörster). Ferner müßte, weshalb gerade Bothe und Kolhörster das Gebiet zwischen $+ 52$ bis 81° Breite, $- 23^{\circ}$ bis $+ 24^{\circ}$ Länge untersuchten, darauf geachtet werden, ob die Intensität von der geographischen oder geomagnetischen Breite abhängt. Im ersteren Falle müßte man eventuell andere Ursachen, wie z. B. Abplattung der Atmosphäre, für die Intensitätsänderung annehmen. Von Absorptionseffekten herrührende Änderungen können auch selbstverständlich Wirkungen des Erdfeldes überlagern, was bei der Deutung der Ergebnisse zu beachten sein würde. Es ist zu hoffen, daß eine eingehende Messung der Höhenstrahlung unter den verschiedenen Breiten durch das internationale Polarjahr wesentlich gefördert werden kann.

Intensitätsmessungen in verschiedenen Höhen sind von Clay bei Flügen auf Java bis zu etwa 4000 m Höhe wieder ausgeführt worden. Sie bestätigen im großen und ganzen die Flugzeugmessungen Bütners und die alten Ballonbeobachtungen von Hess und Kolhörster. Bei den meßtechnischen Fortschritten der letzten Zeit wäre es erwünscht, die Untersuchungen auf möglichst exakter Basis zu wiederholen, was von Potsdam aus geplant ist. Insbesondere liegt mir daran, die Strahlungsintensität in dem ersten sowie vom sechsten Höhenkilometer an möglichst eingehend zu untersuchen, um die Wirkung der Erdstrahlung und jenes eigentümliche Verhalten des Absorptionskoeffizienten im sechsten bis siebenten Kilometer zu studieren. Ich hatte hier nämlich bei den Ballonfahrten einen ebensolchen Buckel in der Absorptionskurve gefunden, wie er bei der Absorption von β - und γ -Strahlen in fester Materie auftritt. Zur Ergänzung bis in größte Höhen sind schließlich Pilotmessungen geplant und in Vorbereitung. Hochgebirgsmessungen wurden von Hoffmann, Steinke und Lindholm in Muottas Muraigl (2500 m), von Hess und Mitarbeitern auf dem Sonnblick (3100 m) und von Millikan und Cameron in den südamerikanischen Anden bis rund 3500 m Höhe ausgeführt.

Zu den unperiodischen Intensitätsschwankungen an ein und demselben Orte gehören solche von größerem Ausmaß, aber nur von kurzer Dauer, sogenannte Stöße, die sich etwa alle 24 Stunden einige Male ereignen und bei den Registrierungen von Steinke und Hoffmann ab und zu gefunden worden sind. Beobachtungen des Intensitätsverlaufs im Steinsalz bei voller Abschirmung der Höhenstrahlung zeigen im Vergleich zu den Messungen mit Höhenstrahlung, daß auch die augenblickliche Intensität dauernd kleinen Schwankungen unterliegt, die wohl charakteristisch für sie sind (Hoffmann und Pforte). Längerdauernde Abweichungen, die sich über Tage erstrecken können, sind die von Corlin so bezeichneten Schwankungen zweiter Art. Bis zu welchem Grade diese primär oder sekundär oder überhaupt der Höhenstrahlung zuzuschreiben sind, müssen erst weitere Beobachtungen zeigen.

Intensitätsschwankungen stehen auch mit dem Barometerstand in Beziehung (Barometereffekt). Wenn es sich um einen reinen Absorptionseffekt handeln sollte, müßte strikt entgegengesetztes Verhalten zum Luftdruck bestehen. Da dies öfters nicht der Fall ist — die früheren Arbeiten hatten keine derartigen Unstimmigkeiten erkennen lassen —, müssen eventuell noch irgendwelche andere Faktoren wirksam sein. Dorno und Lindholm glauben verschiedenes Absorptionsvermögen der verschiedenen Luftmassen annehmen zu müssen. Aber vielleicht handelt es sich nur um Schwankungen zweiter Art und um Zusatzwirkungen der nicht völlig geschirmten Erd- und Luftstrahlen, wofür Beobachtungen von Lindholm (Strahlungserhöhung bei Hagel) und die von Lindholm und Hoffmann gefundene sonnenzeitliche Periode sprechen könnten.

Periodisch verlaufende Intensitätsschwankungen sind schon sehr bald mit ungepanzten Apparaten in großen Höhen beobachtet worden. Im einzelnen Tagesverlauf sind sie leicht verwischt, erst in den Mittelwerten längerer Beobachtungsreihen treten sie deutlich hervor und am besten dann, wenn die Intensitätswerte nach Sternzeit geordnet werden. Mit gepanzerten Instrumenten und besonders in Seehöhe sind sie wegen der geringen Intensität und dem Einfluß der Störstrahlen natürlich nur schwer aufzufinden. Infolgedessen hat man die Ergebnisse zunächst lebhaft bestritten, wobei man dem Unterschied in den Versuchsbedingungen (Hochgebirge — Meereshöhe, gepanzerte — ungepanzte Apparate) wohl nicht genügende Aufmerksamkeit zuwandte. In kurzen Zügen war die Entwicklung etwa so: Kolhörster, Kolhörster und von Salis, Büttner, von Salis sowie Corlin, welch letzterer das gesamte Material, auch das von Steinke und Lindholm einheitlich bearbeitete, kamen zur Überzeugung von der Sternzeitsperiode. Millikan und Cameron, Hoffmann, Steinke lehnten zunächst jegliche Periodizität ab. Später traten Hoffmann und besonders Lindholm für eine sonnenzeitliche Periode ein. Auch Hess und Matthias konnten sich zunächst nicht für eine sternzeitliche Periode entschließen. Nachdem Corlin darauf hingewiesen hatte, daß die weiche Strahlungskomponente wahrscheinlich die Periode viel deutlicher als die harte zeigen würde, hat dann Steinke aus seinem Material Differenzkurven für gepanzerte und ungepanzte Instrumente gebildet, die eine so überraschende Übereinstimmung mit den Sternzeitskurven zeigen, daß auch er nunmehr für die Sternzeitsperiode eintritt. Zu ähnlichem Ergebnis für einen ihrer Apparate gelangten in gleicher Weise Hess und Steinmaurer. Ferner hat Corlin neuerdings aus eigenem Material in Abisko sowie aus dem neueren Lindholmschen Material die Sternzeitsperiode abgeleitet, also aus einem Material, das Lindholm als Beweis für die Ortszeitsperiode deutet. Zusammenfassend ist zu sagen, daß die Überzeugung von der Sternzeitsperiode sich weiter durchgesetzt hat. In diesem Zusammenhang kann die Bedeutung von Hochgebirgsmessungen, wie ich sie für Südamerika plane, nicht hoch genug veranschlagt werden. Weiter sind Intensitätsunterschiede insofern beobachtet worden, als die Tageswerte $\frac{1}{2}$ bis 1% über den Nachtwerten liegen (Lindholm und Hoffmann, Hess und Steinmaurer).

Im jährlichen Verlauf wurden im Winter niedere Werte als im Sommer gefunden (Steinke, Clay). Ein solches Verhalten erscheint wegen der Ähnlichkeit mit dem Verlauf der Erdstrahlung (z. B. in Waniköi) immerhin verdächtig. Ob also wirklich bei den neueren Beobachtungen die Erd- und Luftstrahlungen so vollständig abgeschirmt worden sind, daß man die gefundenen Effekte allein der Höhenstrahlung zuschreiben kann, ist noch fraglich. Der Befund z. B. von Lindholm, daß Verringerung der Schwankungen mit zunehmender Panzerdicke eintritt, könnte zwar auf Abschirmung der weichen Strahlungskomponente zurückgeführt werden. Indessen spricht doch der merkwürdige Einfluß der meteorologischen Elemente (Strahlungserhöhung bei Hagelwetter, Bewölkungseinfluß) mehr für eine Wirkung der Erd- bzw. Luftstrahlung. Auch hier ist aus Beobachtungen, wie sie für das Polarjahr angestrebt werden, noch sehr viel zu erwarten.

Richtungsmessungen sind neuerdings wieder von Steinke durch teilweises Abschirmen der Ionisationsgefäße ausgeführt worden. Sie zeigen den überwiegenden Einfluß der Vertikalen, wie die früheren Beobachtungen am Jungfraujoch, und geben entsprechend den definierteren Bedingungen weitere Aufschlüsse. Myssowsky und Tuwim haben durch Messungen an einem Wasserturm ähnliche Ergebnisse erzielt. Die Nebelkammeraufnahmen von Skobelzyn zeigen, von der Vertikalen ausgehend, bis $48^{\circ} 20'$, zwischen 48° bis $71^{\circ} 10'$, zwischen 71° und 90° (Horizontale) 2 Elektronenbahnen und geben damit ein recht anschauliches Bild der Richtungsverteilung. Bei Vorversuchen erhielt Kolhörster nach der Koinzidenzmethode die doppelte bis dreifache Anzahl von Koinzidenzen aus der Vertikalen gegenüber solchen aus der Horizontalen.

Die Absorption der Strahlen ist weiter sehr eingehend studiert worden. Von etwa 60 m Wassertiefe bis rund 3500 m ü. M. haben Millikan und Cameron gemessen und glauben vier verschiedene Absorptionskoeffizienten aus dem Material bestimmen zu können. Ihre weiteren Schlüsse auf die Wellenlänge und Energie führen sie zu der Ansicht, daß die Strahlen bei der Bildung von Wasserstoff, Helium, Silicium und Eisen (in einem einzigen Akt im interstellaren Raum) entstehen. Jedoch ist zu bemerken, daß die Zerlegung von Exponentialkurven in der von Millikan und Cameron ausgeführten Weise nicht zwingend und daß die Bestimmung der Wellenlängen aus den Absorptionskoeffizienten doch außerordentlich unsicher ist. Andere Autoren haben daher nur zwischen weicher und harter Strahlungskomponente unterschieden, weil in der Tat die Absorptionskurve zwischen 10 bis 13 m Wasseräquivalent (vom Gipfel der Atmosphäre aus gerechnet) einen deutlichen Knick macht. Dies Verhalten ist bisher viel zu wenig beachtet worden, obwohl es bei Versuchen in Laboratorien leicht eintreten kann, daß durch die Schirmwirkung der überlagernden Gebäudeteile die weiche Komponente unbeabsichtigt ausgeblendet wird. Dieselbe Apparatur kann dann bei Messungen im Dachgeschoß zu anderen Ergebnissen führen als etwa in den zu ebener Erde gelegenen Räumen (Bothe und Kolhörster).

Von großem Interesse sind die bei Absorptionsmessungen gefundenen Übergangseffekte (Hoffmann und Steinke, Myssowsky und Tuwim). Sie als beweisend für den γ -Charakter der Strahlung anzusehen (Hoffmann), ist aber insofern nicht zwingend, weil auch schnelle Elektronen dasselbe Verhalten zeigen (Varder, Schonland, Eddy). Absorptionsmessungen bis 50 m Wassertiefe hat Steinke ausgeführt, und Regner konnte sogar noch in 235 m Tiefe im Bodensee die Strahlung nachweisen, was für eine kaum vorstellbare Härte derselben spricht.

Kulenkampff ist es gelungen, das Problem des Eindringens einer γ -Strahlung in ein absorbierendes Medium und das Verhalten der dabei auftretenden Streustrahlung angenähert so darzustellen, daß Vergleiche mit den experimentellen Befunden möglich werden. Indessen hat sich mit dem bisher vorliegenden experimentellen Material noch keine rechte Übereinstimmung erzielen lassen. Bemerkenswert ist, daß auch Kulenkampff betont, daß vieles für den korpuskularen Charakter der Strahlen spricht.

Auf die Versuche von Curtis, Rossi, Tuve und Mott-Smith, die Natur der Höhenstrahlung durch magnetische Ablenkung mit der Koinzidenzmethode direkt zu bestimmen, ist bereits hingewiesen worden. Curtis und Rossi neigen nach ihren bisherigen Versuchen der korpuskularen Auffassung von Bothe und Kolhörster zu.

Über die Beziehungen zwischen Störungen des Kurzwellenempfanges und den erdmagnetischen Störungen

Von H. Mögel, Transradio A.-G. Berlin *) — (Mit 5 Abbildungen)

Der Vortrag sollte einmal der Geophysik aus der Praxis heraus zeigen, mit welchen Mitteln es der Kurzwellentechnik heute möglich ist, Zustandsänderungen der Kennelly-Heaviside-Schicht durch das Experiment systematisch zu erforschen. Ferner wurde angestrebt, nach abschließender Mitteilung der bisher in der Transradio-Empfangsanlage Geltow bei Potsdam gesammelten Beobachtungsergebnisse eine systematische Zusammenarbeit mit dem Observatorium Potsdam zu erreichen.

I. Nachweis von Zustandsänderungen der Kennelly-Heaviside-Schicht durch Studien von Kurzwellenphänomenen für die normalen Variationen und für Störungen.

1. Übertragungsbedingungen auf dem direkten Wege Sender—Empfänger für verschiedene Wellengattungen bei jeder Tages- und Jahreszeit durch Messung der Empfangsamplitude und Feldstärke**).

*) Vortrag auf der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft, Potsdam, 12. September 1930.

**) E. Quäck u. H. Mögel: „Hörbarkeitsgrenzen und günstigste Verkehrszeiten bei Kurzwellen“, Elektr. Nachr.-Techn. 5, Heft 12 (1928).

2. Ausbreitungsverhältnisse auf dem längeren indirekten Wege durch Beobachtung der Doppel- und Mehrfachzeichen*).

3. Messung der äquivalenten Reflexionshöhe der KH-Schicht durch direkte Echos bei verschiedenen Wellenlängen und bei jeder Tages- und Jahreszeit. Messung der Zeitdifferenzen zwischen Bodenwelle und Echo bei Aussendung spezieller Signale von 10^{-3} bis 10^{-4} sec Dauer ($dt \approx 1$ m/sec).

4. Beobachtung der Nah-Echoerscheinungen im Zusammenhang mit Sprungentfernung und toter Zone für Wellen zwischen 14 und 50 m, Messung der Zeitdifferenzen und der Zeichenverbreiterungen bei Aussendung spezieller Signale ($dt \approx 0.02$ bis 0.005 sec).

5. Beobachtung und Registrierung der Fadingerscheinungen; Interferenzfadings werden durch fortlaufende Änderung von Mehrfachwegen der ankommenden Strahlen bei Ausgleichsvorgängen in den oberen Schichten hervorgerufen, Polarisationsfadings durch Änderung der Polarisation unter dem Einfluß der regelmäßigen Variationen und der Störungen des Erdfeldes.

II. Beobachtung von Kurzwellenempfangsstörungen in der Übersee-Empfangsanlage Transradios im Zusammenhang mit magnetischen Störungen.

In der Empfangsanlage Geltow liegen auf Grund fünfjähriger Beobachtungen Erfahrungen über die normalen Ausbreitungsbedingungen für Wellen zwischen 12 und 50 m bei jeder Tages- und Jahreszeit, sowie für verschiedene Richtungen und Entfernungen vor. Es konnte daher eine Statistik der Empfangsstörungen vieler Linien im Vergleich zur magnetischen Tätigkeit der Erde für die Zeit von 1927 bis 1930 aufgestellt werden. Diese Statistik wurde für Tages- und Wochenmittel durchgeführt. Als magnetische Unterlagen dienten für die allgemeine Betrachtung die internationalen magnetischen Charakterzahlen von de Bilt. Fig. 1 zeigt eine Tagesmitteldarstellung der Empfangsstörungen auf der Linie New York—Berlin für September 1929; Fig. 2 bezieht sich auf Wochenmittel der gleichen Linie für August bis Dezember 1927. Die Kurzwellenstörungen sind hier in Prozenten der Betriebszeit (gestrichelt), die magnetischen Charakterzahlen täglich oder als Wochenmittel (ausgezogen) als Funktion der Zeit aufgetragen. Man erkennt die gute Übereinstimmung des Verlaufs beider Störungen. Die Auswertung der Statistik ergibt unter anderem, daß die Empfangsstörungen bei Kurzwellen zu 93% dem Verlauf der magnetischen Tätigkeit folgen. In 54% der Fälle, wo die internationalen Charakterzahlen größer als 1 waren, betrug die Zeitdauer der Kurzwellenstörungen auf der Linie New York—Berlin mehr als 50% der Betriebszeit. Zu 8% war die Kurzwellenschwächung im Vergleich zur magnetischen Störung anormal schwach, und nur zu 2% der betrachteten

*) Dieselben: „Doppel- und Mehrfachzeichen bei Kurzwellen“, ebenda 6, Heft 2, (1928).

Empfangsstörungen war die magnetische Tätigkeit fast ruhig. Eine spezielle Betrachtung von Einzelfällen nach Zeitdauer und Amplitude macht die Unterscheidung von zwei Arten von Kurzwellenstörungen notwendig, die auch gleich-

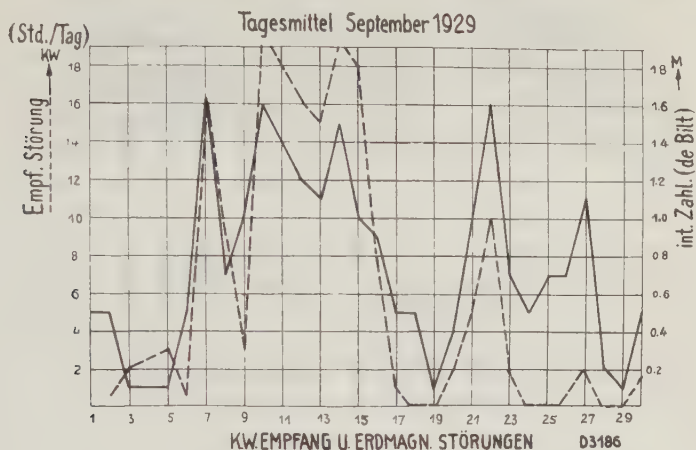


Fig. 1

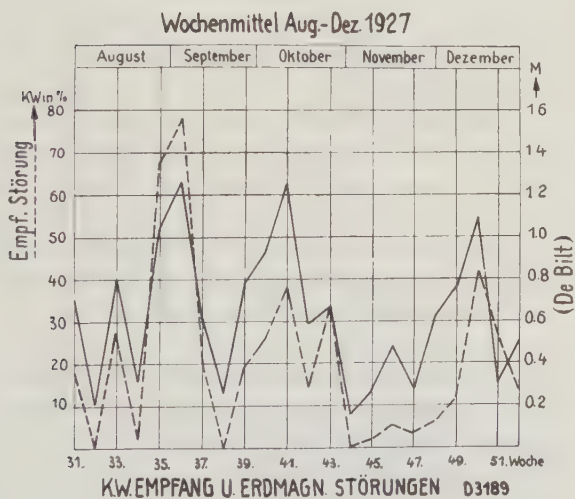


Fig. 2

zeitig auftreten bzw. ineinander übergehen können. Wir haben sie Lang- und Kurzstörungen genannt.

Die Langstörungen betreffen nicht immer alle Kurzwellenfrequenzbänder gleichzeitig und gleichmäßig stark; sie treten oft mit einer Verzögerung von

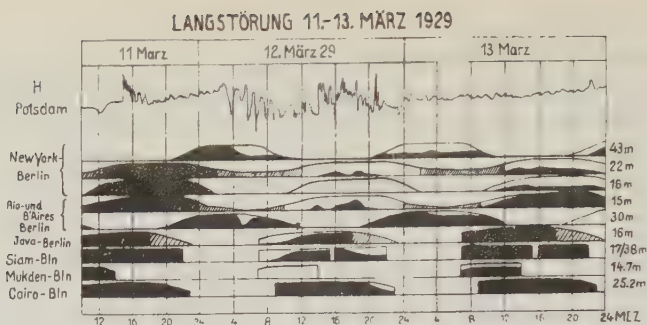


Fig. 3

D3136

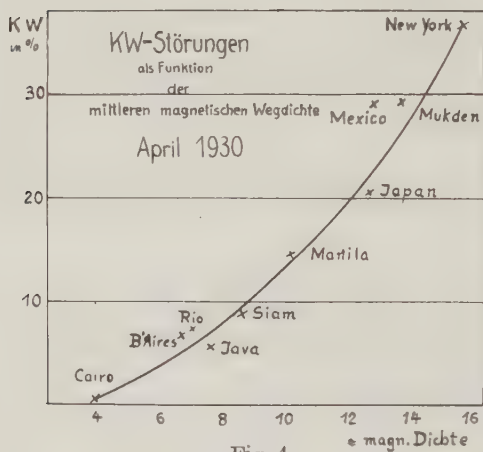


Fig. 4

D3193

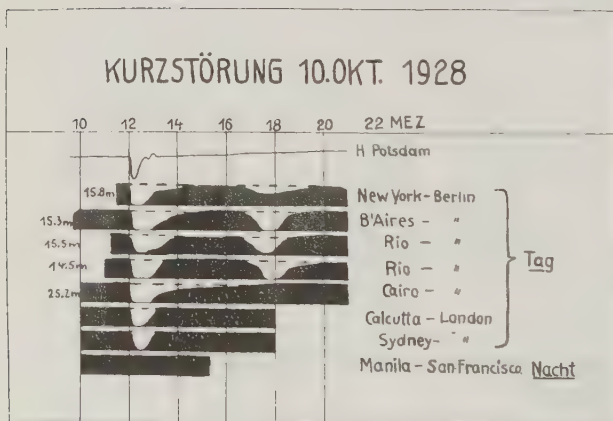


Fig. 5

D3198

mehreren Stunden gegenüber den allgemeinen großen magnetischen Störungen auf, wie z. B. die graphische Darstellung der Langstörung vom 11. bis 13. März 1929 in Fig. 3 zeigt. Außerdem nehmen diese Langstörungen mit zunehmender Entfernung des Weges der Kurzwellenstrahlen von den magnetischen Polen, ähnlich wie die magnetische Störung selbst, und die Polarlichter an Stärke und Zeitdauer ab. Fig. 4 gibt die Kurzwellenempfangsstörungen in Prozenten der Betriebszeit für verschiedene Linien Transradios als Funktion der mittleren magnetischen Wegdichte wieder, woraus die Beziehung eindeutig erkennbar ist.

Ganz anderes Verhalten zeigen die sogenannten Kurzstörungen, die auch längere Wellen bis 10 km betreffen können. Hier setzt der Empfang ganzer Frequenzbänder innerhalb 1 bis 2 Min. gleichzeitig, und zwar meist völlig aus, um sich nach $\frac{1}{2}$ bis 2 Stunden wieder zu vollkommen normalen Bedingungen zu erholen, während die Langstörungen oft noch nach mehreren Tagen Nachwirkungen zeigen. Die Kurzstörungen sind magnetisch meist mit absolut gleichzeitig auftretenden Baystörungen der Horizontalintensität von nur wenigen Gamma Feldstärkeänderung begleitet. Fig. 5 gibt ein schönes Beispiel hierfür als graphische Darstellung. Ein Vergleich der magnetischen Unterlagen von 16 Observatorien mit den Kurzwellenbeobachtungen aller größeren drahtlosen Verkehrsgesellschaften der Erde hat eindeutig ergeben, daß diese Kurzstörungen der Kurzwellenausbreitung und des Erdfeldes nur auf der belichteten Erdhälfte oder auf Teilen hiervon auftreten. Ihre Amplitude wächst im Gegensatz zu den Langstörungen mit zunehmender Entfernung von den magnetischen Polen und ist in äquatoriellen Gegenden am stärksten beeinflusst.

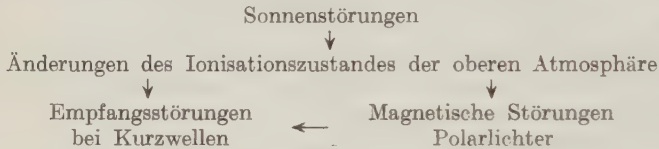
Weitere Zusammenhänge zwischen Kurzwellenphänomenen und den erdmagnetischen Störungen werden in der „Telefunken-Zeitung*)“ und in der „Elektrischen Nachrichtentechnik“ veröffentlicht. Es sei hier noch angegeben, daß die Sonnentätigkeit sowie die Erdfeldstörungen und die Kurzwellenempfangsstörungen in diesem Jahre (1930) einen ganz abnormalen Verlauf haben. Obwohl die ganz großen magnetischen Störungen fehlen, war das ganze Jahr von Februar bis Oktober 1930 mit wenigen Ausnahmen fortwährend mittelmäßig stark gestört, so daß man fast von einem stationären Stöorzustand sprechen kann. Die günstigsten Verkehrszeiten auf Kurzwellen wurden dadurch besonders auf den Linien großer magnetischer Dichte viel enger begrenzt; außerdem hat sich eine Verschiebung der günstigsten Wellen für den Tagesverkehr nach etwas tieferen Frequenzen zu bemerkbar gemacht. So wird beispielsweise in diesem Jahre von New York nach Berlin eine Übergangswelle von 20 m mit Erfolg benutzt, da die eigentliche Tageswellengruppe um 16 m wochenlang nur sehr geringe Feldstärken in Geltow erzeugte.

Es liegt nun die Annahme sehr nahe, daß es sich bei den Langstörungen um vom Erdfeld ablenkbare Strahlungen der Sonne von geringer Geschwindigkeit handelt, die in die Zonen der magnetischen Pole in die obere Atmosphäre ein-

*) Telefunken-Zeitung Nr. 56. Dezember 1930.

dringen und die Zunahme der magnetischen und der Empfangsstörungen sowie der Polarlichter mit abnehmender Polentfernung bedingen; die Kurzstörungen werden hingegen durch schnelle kurzwellige, d. h. nicht ablenkbare Strahlenarten vielleicht aus dem ultravioletten Spektrum hervorgerufen, welche in die unteren Schichten der Erdatmosphäre durchdringen. Eckersley*) nimmt daher an, daß sich die Vorgänge bei den Langstörungen in den oberen Schichten abspielen, wo die Dichte N und die Zeit τ zwischen den Zusammenstößen und den Wiedervereinigungen groß sind, bei den Kurzstörungen dagegen in den unteren Schichten geringeren Druckes, wo τ und D klein sind, so daß im letzteren Falle wegen der geringen Dichte auch die magnetische Störung klein ist.

Die Arbeiten von Nichols, Schelling, Appleton u. a. über den Einfluß des Erdfeldes auf die Ausbreitung und Krümmung der Kurzwellen in der oberen Atmosphäre weisen aber darauf hin, daß auch das Erdfeld selbst bzw. seine Störungen einen direkten Einfluß auf einzelne Kurzwellenphänomene, insbesondere auf die Änderung der Polarisation, ausüben, so daß wir folgendes Schema erhalten:



Ich möchte an dieser Stelle Herrn Prof. Dr. Nippoldt, dem Leiter des Meteorologisch-Magnetischen Observatoriums in Potsdam, zugleich im Namen von Herrn Direktor Quäck von Transradio für die jederzeit gewährte Unterstützung und Beratung danken.

*) T. L. Eckersley: „An investigation of short waves“, Journ. Inst. Electr. Eng. 67, 992 (1929).



Prof. Alfred Wegener.

Nachruf auf Alfred Wegener

Durch ein Telegramm der deutschen Expedition auf das grönländische Inlandeis vom 19. Mai wurde die bange Sorge um das Schicksal von Alfred Wegener, die während des vergangenen Winters auf uns lastete, zur traurigen Gewißheit. Er ist im Kampfe gegen die Gewalten der Polarwelt unterlegen. Über die unmittelbare Ursache seines Endes werden wir wohl dauernd im unklaren bleiben, denn seine Leiche wurde unter den im Schnee aufgestellten Schneeschuhen sorgfältig begraben, aber ohne Aufzeichnungen gefunden. Diese hat offenbar sein einziger Reisebegleiter, der Eskimo Rasmus, mitgenommen, um sie zum Winterlager zurückzubringen. Aber auch er ist ein Opfer der eisigen Wüste geworden. Er ist verschollen.

Als sich die Mehrzahl der Eskimos, die Wegener bei seiner letzten Reise begleiteten, infolge eines Schneesturmes weigerte weiterzugehen, war die Reise in materieller Hinsicht zwecklos geworden, denn nun war es unmöglich, die Gegenstände nach der Station Eismitte zu bringen, die die dort befindlichen Expeditionsteilnehmer trotz der sehr späten Jahreszeit noch für die Überwinterung verlangt hatten. Daß sich Wegener der Schwere seiner Lage voll bewußt war, bezeugen die Worte, die er damals an seinen Vertreter schrieb: „Unsere Schlittenreise ist durch die Ungunst des Wetters zusammengebrochen. Das Ganze ist eine schwere Katastrophe, und es nützt nichts, sich das zu verheimlichen. Es geht jetzt ums Leben.“

Daß er trotzdem die Reise fortsetzte, zeigt seine menschliche Größe und edle Gesinnung, denn der einzige Zweck des Weitermarsches mit nur zwei Begleitern bestand darin, seine auf Station Eismitte befindlichen Mitarbeiter von ihrem Vorhaben abzuhalten, am 20. Oktober die Herausreise mit Handschlitten anzutreten. Denn er wußte aus seiner Erfahrung und früher erworbenen Kenntnis des grönländischen Winters, daß dies ihren sicheren Tod bedeutet hätte.

Trotz der tiefen Trauer um den Menschen und Gelehrten Wegener freuen wir uns doch, daß ein deutscher Forscher das Beispiel dieser erhabenen Auffassung von Führerpflicht gegeben und sich selbst geopfert hat, um das Leben seiner Kameraden zu retten.

Aber auch des Eskimos Rasmus Willemsen dürfen wir nicht vergessen, der die moralische Verpflichtung, seinem Herrn die Treue halten zu müssen, so

stark empfand, daß er mit ihm die Todesfahrt antrat. Beide sind als Helden der Pflicht gefallen bei einem Unternehmen, das, wenn es geglückt wäre, ihnen keinerlei Vorteile gebracht hätte.

Alfred Wegener, der 1880 in Berlin geboren war, begann seine wissenschaftliche Laufbahn 1905 als Assistent am Aerologischen Observatorium in Lindenberg. Er habilitierte sich 1909 als Privatdozent in Marburg. Im Jahre 1919 wurde er Vorsteher der Abteilung für theoretische Meteorologie an der Deutschen Seewarte und bald danach auch außerordentlicher Professor für Meteorologie an der Universität Hamburg. Er folgte 1924 einem Rufe als ordentlicher Professor für Meteorologie und Geophysik an die Universität Graz. Zwischendurch nahm er 1906 bis 1908 an der Danmarks-Expedition von Dr. Mylius-Erichsen nach Nordost-Grönland und 1912/13 an der grönländischen Forschungsreise des Hauptmanns J. P. Koch teil.

Wegeners beweglicher Forschergeist beschränkte sich nicht auf ein bestimmtes Spezialgebiet, sondern zeichnete sich durch die Vielseitigkeit seiner Interessen und seines Wissens aus. Dies befähigte ihn, mit großem Erfolge Fragen zu bearbeiten, die in die Gebiete verschiedener Wissenszweige eingreifen.

Aus seinen vielen Veröffentlichungen und Unternehmungen heben sich drei größere Gruppen deutlich heraus. Die erste bezieht sich auf die Thermodynamik und Konstitution der Lufthülle der Erde und die Methoden zu ihrer Erforschung, die zweite auf das Problem des grönländischen Inlandeises und seines Klimas, die dritte auf die Entstehung der Großformen der Erdrinde. Daneben finden sich noch wertvolle rein meteorologische Arbeiten, solche über Tromben, über verschiedene Fragen der atmosphärischen Optik, über Meteore, über die Entstehung der Mondkrater und über Fragen der Geschichte der Astronomie.

Wegeners Arbeiten zur Thermodynamik der Lufthülle sind sowohl praktischer wie theoretischer Art. Er war ein leidenschaftlicher Freiballonfahrer, wozu er schon in jungen Jahren den Führerschein erworben hatte. Von diesen Fahrten brachte er reiches aerologisches Beobachtungsmaterial mit. Auch bei seiner ersten Reise nach Grönland unter Mylius-Erichsen war er hauptsächlich als praktischer Beobachter tätig. Es sind ihm dort über 100 Drachenaufstiege bis zu 3100 m und 25 Fesselballonaufstiege bis zu 2300 m Höhe geglückt. Er hatte damit zum ersten Male auf einer eigentlichen Polarexpedition ein aerologisches Beobachtungsprogramm durchgeführt.

Als Abteilungsvorsteher der Deutschen Seewarte faßte Wegener den Plan einer aerologischen Versuchsanstalt, die dazu dienen sollte, auf experimentellem Wege den Problemen der Thermodynamik näherzukommen. Infolge der ungünstigen Zeitumstände gelang ihm die Verwirklichung dieses Planes jedoch nicht. Dagegen konstruierte er mit Kuhlbrodt zusammen einen Spiegeltheodolit für Pilot- und freie Registrierballonaufstiege auf See, der ganz erheblich leistungsfähiger war als die bis dahin auf See zur Ballonverfolgung angewandten Instrumente, und sammelte damit auf einer Reise nach Mexiko 1922 Material zur Passatfrage.

Daß Wegener bei der Sammlung von Beobachtungsmaterial aber immer das Wesentliche, das Ziel der Vervollkommnung unserer Naturerkenntnis im Auge hatte, ersieht man daraus, daß er die Schlüsse, die das von ihm gewonnene Material ermöglichte, meist sofort selbst zog und seine Arbeiten mit theoretischen Erörterungen abzuschließen pflegte. Außerdem hat er schon in der Marburger Zeit die erste zusammenfassende Darstellung der Thermodynamik gegeben, weil er nach seinen eigenen Worten erkannt hatte, daß die Aerologie damals mehr als andere Zweige der Meteorologie einer Durchdringung mit theoretischen, physikalischen Ideen bedurfte, und weil seit v. Bezolds grundlegenden Arbeiten hierüber eine große Menge neuen Tatsachenmaterials bekannt geworden war.

In den zweiten der oben genannten Problemkreise, mit denen sich Wegener hauptsächlich beschäftigt hat, ist er durch seine Teilnahme an der Danmarks-Forschungsreise und der Expedition von J. P. Koch eingeführt worden. Schon bei der ersteren hatte er erkannt, daß es nicht genügt, an der Küste zu bleiben, wenn man aerologische Beobachtungen aus Grönland voll zur Erweiterung unserer Kenntnisse der atmosphärischen Physik ausnutzen will, sondern daß man dazu auf das Inlandeis hinauf muß. Dies ließ sich damals allerdings nicht ermöglichen, aber um wenigstens schon ein Zwischenglied zu schaffen, richtete er in weiser Voraussicht die meteorologische Station Pustervig im Innern des Landes, 60 km von der Außenküste entfernt, ein, an der eine etwa zehnmonatige Beobachtungsreihe gewonnen wurde. Bei der Kochschen Forschungsreise gelang es dann wirklich, wenigstens bis auf den Rand des Inlandeises vorzudringen und dort zu überwintern. Die meteorologische Beobachtungsreihe, die Wegener dabei sammelte, ist die erste längere Reihe vom Inlandeise selbst. Sie ist deshalb an sich schon besonders wertvoll, wird es aber noch mehr dadurch, daß diese Station in derselben Breite wie Danmarkshavn und Pustervig liegt. Daß Wegener diese Überwinterung zu einer Menge anderer Beobachtungen ausnutzte, erscheint bei seinem vielseitigen Interesse selbstverständlich. Mit einem mikrophotographischen Apparate wurden die Formen der Schnee- und Reifkristalle und die Wirkung äußerer Einflüsse darauf studiert, ferner die Höhen der Dämmerungsbögen gemessen, aus denen sich die Höhen der verschiedenen Atmosphären (Stickstoffsphäre, Wasserstoffsphäre, Geokoroniumsphäre) ergeben, was nirgends so gut geschehen kann als im Polargebiet auf einem möglichst hochgelegenen Beobachtungspunkte während der Winternacht. Außerdem wurden Nordlichter und Lichtspiegelungen mit einem besonderen nach den Erfahrungen der Danmarks-Expedition konstruierten Apparate photographiert und die Polarisation des blauen Himmelslichtes gemessen. Auch an den glaziologischen Untersuchungen, die in erster Linie Hauptmann Koch ausführte, beteiligte sich Wegener.

An diese Überwinterung schloß sich eine Durchquerung Grönlands auf einem 1200 km langen Wege an. Hierbei sowie bei dem Aufstieg zur Winterstation lernte Wegener die Schwierigkeiten und Gefahren der Heraufschaffung der Expeditionslasten auf das Inlandeis und des Marsches über die endlosen Schneefelder bei dauerndem Gegensturm und Schneetreiben gründlich kennen. Er er-

probte selbst die Vorteile und Nachteile der verschiedenen möglichen Reismethoden und gewann damit die Erfahrungen, die ihn zur Organisation seiner letzten großen Forschungsreise befähigten.

Inzwischen war Wegener durch die mit diesen Unternehmungen verknüpften theoretischen Arbeiten, besonders aber durch die Ausarbeitung der Verschiebungstheorie der Kontinente zu einer souveränen Beherrschung des Gesamtgebietes der Geophysik gekommen. Er konnte daher den Aufgabenkreis für die neue von ihm geplante Forschungsreise auf das grönländische Inlandeis so umfassend stellen, daß wohl alle Fragen, die dadurch eine Förderung erfahren können, berücksichtigt wurden.

Durch den überraschend kühnen Plan einer Überwinterung etwa in der Mitte der Rieseninsel gelang Wegener seit Nansens Durchquerung der erste große Fortschritt in der Methode der Erforschung Grönlands. Die auf Nansen folgenden Durchquerer hatten zwar immer längere und weiter nach Norden liegende Strecken zurückgelegt, aber keine wesentlichen Änderungen und Fortschritte der Methode gebracht. Das wurde erst durch die Überwinterung mitten auf der Eishaube erreicht. Außerdem sollte eine zweite Gruppe auf dem Westrande des Inlandeises und eine dritte an der Ostküste überwintern und dort meteorologische Jahresreihen beobachten. Auf diese Weise hoffte Wegener, einen Einblick auf den Jahresverlauf des Klimas auf dem Inlandeise und seiner Beziehungen zum Wetter an den beiden Küsten zu erlangen. Da das grönländische Kaltluftreservoir für die Wettergestaltung über dem nördlichen Atlantischen Ozean und den angrenzenden Ländern von bestimmendem Einfluß ist, konnte er auch praktische Auswirkungen dieser Forschungen erwarten.

Als ganz neue Aufgabe nahm Wegener die Messung der Dicke der Eiskappe auf einem ostwestlich verlaufenden Profil mittels elastischer Wellen, die durch Sprengungen erzeugt werden sollten, in Aussicht. Hierdurch, sowie durch Schweremessungen und zuverlässige Messungen der Meereshöhe der Eisoberfläche wollte Wegener Klarheit über die isostatischen Verhältnisse einer Scholle, die eine mächtige Eislast trägt, gewinnen. Dies versprach Analogieschlüsse über die eiszeitlichen Verhältnisse in anderen Erdteilen, die jetzt vom Eise frei sind, und über die isostatischen Probleme überhaupt.

Um diese Forschungsreise so sorgfältig wie möglich vorzubereiten, unternahm Wegener mit drei Gefährten im Sommer 1929 eine Vorexpedition, auf der die Methode der seismischen Eisdickemessungen und die Möglichkeit des Reisens mit Handschlitten erprobt und eine geeignete Stelle zum Aufstieg auf das Inlandeis gesucht wurde. Außerdem wurden die Stangen zur späteren Messung des Fließens und der Abschmelzung der Gletscher und der Schneezunahme im Innern aufgestellt.

Schon diese kurze Vorexpedition brachte namentlich hinsichtlich der Dicke der Eiskappe unerwartete und höchst wichtige Ergebnisse, die reiche wissenschaftliche Ausbeute der Hauptexpedition versprochen.

Auf Grund dieser Vorexpedition und seiner früheren Erfahrungen hat Wegener den Plan für die Hauptexpedition in umsichtigster Weise entworfen

und durchdacht. Alles wurde so sorgfältig vorbereitet, daß nach den Mitteilungen von Dr. Weiken, der Wegener auf der Weststation vertrat, nur die ganz ungewöhnlich starke Ungunst der Eisverhältnisse des Frühjahres 1931 die rechtzeitige Durchführung des Planes vereiteln konnte. An den Besprechungen über Schweremessungen und trigonometrische Höhenbestimmungen habe ich selbst teilgenommen und feststellen können, wie umsichtig Wegener die möglichen Schwierigkeiten bedachte und für die Mittel zu ihrer Überwindung sorgte. Wenn es der Expedition gelingt, gleich der Meteor-Expedition trotz des vorzeitigen Todes des geistigen Urhebers und Leiters ihre Aufgabe zum größten Teile zu erfüllen, so ist das der weitsichtigen und treffsicheren Planlegung und Vorbereitung durch Wegener zu danken.

Die bedeutendste Leistung Wegeners ist aber die Aufstellung und die von ihm immer überzeugender gestaltete Begründung der Hypothese der Kontinenttrift, oder der Epeirophorese, wie sie Salomon-Calvi genannt hat. Diese Hypothese, die meiner Ansicht nach bereits zur Theorie geworden ist, hat seinen Namen in der ganzen Welt berühmt gemacht. Auch diejenigen, die die Epeirophorese nur als noch zweifelhafte Arbeitshypothese gelten lassen, müssen zugeben, daß sie außerordentlich fruchtbar und anregend gewesen ist, denn die Literatur über sie ist bereits derart angeschwollen, daß es nach Wegeners eigener Angabe die Arbeitskraft eines einzelnen übersteigt, sie lückenlos zu verfolgen. Und wenn sich die Trift der Kontinente schließlich vielleicht doch als irrig erweisen sollte, so bleibt die Aufstellung einer Hypothese, die auf die Forschung so befruchtend wirkt, wie es die Wegenerschen Gedanken getan haben, doch eine wissenschaftliche Großtat.

Die Bedeutung dieser Theorie liegt darin, daß sie einen früher unlösbar scheinenden Widerspruch zwischen Geophysik und Paläobiologie in einfachster Weise löst. Die Funde von Resten und Versteinerungen vorgeschichtlicher Tiere und Pflanzen gleicher Art zwingen uns, anzunehmen, daß Erdteile, die jetzt durch breite und rund 4000 m tiefe Ozeane getrennt sind, in früheren Erdperioden zusammengehangen haben. Man nahm daher Landbrücken und Zwischenkontinente an, die später eingebrochen und in den Ozeanen versunken sein sollen. Andererseits ist es durch die Erkenntnis vom Vorhandensein der Isostasie in der Massenlagerung der Erdkruste, die immer unbezweifelbarer geworden ist und erst kürzlich durch Prey eine weitere sehr starke Stützung erfahren hat, nachgewiesen, daß die Kontinentalschollen geringere Dichte haben als die sie unterlagernden Massen und die Meeresböden. Ein Einbrechen von Landbrücken und das Versinken von Kontinenten im Meere ist daher physikalisch nicht denkbar, es müßte denn sein, daß einmal das Absinken eines Eisberges auf den Grund des Meeres beobachtet würde.

Die überragende Bedeutung der Wegenerschen Theorie der Kontinenttrift liegt darin, daß sie es ermöglicht, Ergebnisse verschiedener Wissenschaften, die sich ohne sie hoffnungslos widersprechen, miteinander in Einklang zu bringen. Demgegenüber erscheint es mir unwesentlich, wenn in der Einzelforschung hier

und da Tatsachen gefunden werden, die gegen die Kontinenttrift zu sprechen scheinen, solange nicht eine andere einleuchtendere Lösung des Widerspruchs zwischen Geophysik und Paläobiologie gefunden ist.

Überblicken wir das Lebenswerk Alfred Wegeners, so sehen wir, daß sich in ihm Eigenschaften vereinigten, die sich nur selten vereinigt finden. Ihr Zusammentreffen führte zu den großen Erfolgen, die er errungen hat. Wir bewundern an ihm den Reichtum an neuen Gedanken und tiefgründigen Ideen, der ihn zu dem großen Gelehrten macht, der Aufgaben sieht, neue Ziele aufstellt und der wissenschaftlichen Forschung neue Wege bahnt. Fruchtbar gemacht wurde diese Gabe durch Fleiß und große Arbeitsfreudigkeit, die ihm ein umfassendes Wissen in allen Zweigen der Geowissenschaften eintrugen. Aus beiden erwuchs seine Befähigung, nicht in Spezialfragen steckenzubleiben, sondern in den großen allgemeinen Aufgaben, die uns das Problem „Erde“ stellt, erhebliche Fortschritte zu erzielen. Zu diesen Eigenschaften des Gelehrten trat bei Wegener eine starke praktische Begabung und Organisationstalent, die ihn in allen Lagen das Wesentliche erkennen und Mittel und Wege finden ließen, um entgegenstehende Schwierigkeiten zu überwinden. Sehr bezeichnend für diese Fähigkeit ist ein in der Tagespresse veröffentlichter Brief von Wegener an den Geschäftsführer der Aeroarktik, worin er Flugzeughilfe ablehnt, weil sie den Teilnehmern an der Forschungsreise die Suggestion rauben würde, daß sie mehr als alle anderen leisten. Dies Fingerspitzengefühl für die Imponderabilien, die mehr als alles andere den Gang des Geschehens leiten, und das bei uns Deutschen, besonders den Gelehrten, leider meist nur gering ausgebildet ist, ermöglichte es ihm auch, die Grönländer zu bewegen, ihre Furcht vor den bösen Geistern des Inlandeises zu überwinden und ihm in größerer Zahl dahin zu folgen. Und schließlich ist eine bei bedeutenden Gelehrten meist nicht anzutreffende Eigenschaft zu nennen, nämlich die Abenteuerlust; die Abenteuerlust, die das Abenteuer nicht um seiner selbst willen sucht, sondern als Mittel zur Forschung, die auch Nansen in hohem Grade eignete, und deren Hohes Lied dieser in seiner berühmten Rektoratsrede von St. Andrews gesungen hat.

Was uns aber Wegener als Menschen so anziehend und liebenswert machte, war die Offenheit und Lauterkeit seines Wesens, die vornehme Schlichtheit und ruhige Sachlichkeit seines Charakters.

E. Kohlschütter.

Experimentelle Prüfung von Verspätungsfragen bei der galvanometrischen Registriermethode

Von J. Willp — (Mit 3 Abbildungen)

Ein galvanometrisch registrierender Seismograph wird zugleich für direkte optische Registrierung mit hoher Empfindlichkeit eingerichtet. Es werden nach beiden Methoden periodische Erschütterungen nebeneinander aufgezeichnet. Die galvanometrische Methode gibt vorzüglich auch kurzperiodische Bewegungen ohne Verspätungen wieder.

Man hört manchmal Fachgelehrte, welche sich hauptsächlich dem Studium von Lokalbeben gewidmet haben, die Meinung aussprechen, daß die galvanometrische Registriermethode den Eintritt der ersten Phase eines Bebens später erkennen lasse, als Apparate mit mechanischer und optischer Registrierung.

In der Tat hat J. B. Macelvane in den seismischen Berichten von Florissant (St. Louis) interessante Zeitmomente mitgeteilt, nach denen ein Torsionsseismometer nach Anderson-Wood oft den Eintritt der longitudinalen Wellen um 1 bis 4^s früher ankündigt, als galvanometrisch registrierende Seismographen.

Leider fehlt in den Berichten ganz und gar die Periode der Wellen, die von den Apparaten angezeigt wurde, was zum richtigen Verständnis dieses Umstandes sehr wichtig wäre.

Als Ursache der möglichen Verspätung könnte man zwei Gründe finden, die nicht mit der Empfindlichkeit des Seismographen verknüpft sind, nämlich die Selbstinduktion und die Trägheit der Galvanometerspule.

Daß die Selbstinduktion in dem Spulensystem Verspätungen von 1 bis 4^s verursacht, ist ein Ding der Unmöglichkeit. Es ist bekannt, daß man ganz mächtige Elektromagnete in einen Stromkreis schalten muß, um beim Aufleuchten einer elektrischen Lampe beim Stromeinschalten eine Verzögerung von $\frac{1}{2}$ bis 1^s zu erzielen. Bei der Galvanometerspule ist die Selbstinduktion von ganz minimaler Bedeutung und ist nicht einmal imstande, ein (*iP*) in (*eP*) zu verwandeln.

Etwas mehr Bedenken könnte man über die Trägheit der Galvanometerspule tragen, die sicherlich ein wenig später in Bewegung geraten mußte als das Pendel.

Um ähnliche Fragen leichter quantitativ zu lösen, mußten Versuche entscheiden, deren Resultate hier mitgeteilt werden mögen.

Ein Horizontalpendel für galvanometrische Registrierung, welches für die seismische Station Estlands in Tartu (Dorpat) von der Firma H. Masing gebaut war, wurde parallel mit der galvanometrischen für rein optische Registrierung eingerichtet.

Die galvanometrische Registrierung gestattete einen Übertragungsfaktor von $k > 200$ einzustellen, dank dem Umstande, daß das Spulensystem zwischen dem vorderen Magnetenpaar angebracht war.

Um eine starke direkte optische Vergrößerung zu erzielen, bediente man sich eines leichten Spiegels *S*, der einen kurzen Arm trug und an einem sehr dünnen Messingdraht als Drehachse befestigt war. Dieser Draht ließ sich sehr einfach mit Hilfe von Messingblechstreifen *B* unter den oberen Befestigungsmuttern der Magnetklammern anbringen und geradeziehen.

Um die Kopplung des kurzen Spiegelarmes mit dem Pendel herzustellen, wurde über den äußeren Rand des Spulensystems eine leichte Blechklammer *K* geschoben, die in der Mitte einen kleinen angelöteten Ansatz *A* trug und sich durch Reibung festhielt. Das Ende des Ansatzes sowie des Spiegelarmes waren mit je einem Rubinhütchen versehen. Die Verbindung des Pendelarmes mit dem Spiegel erfolgte mittels einer Nadel *N* aus Neu-silber, deren Spitzen mit Hilfe einer zarten Spiralfeder in die Rubinhütchen gedrückt wurden (Fig. 1).

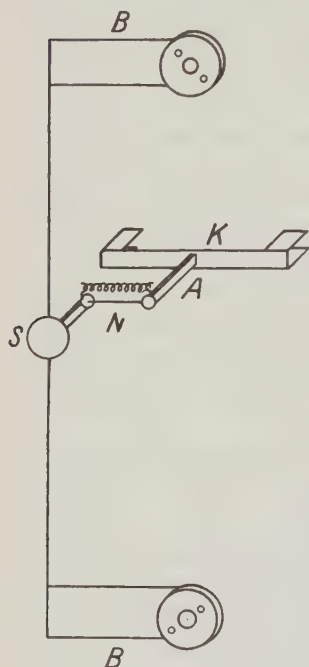


Fig. 1

Eine ähnliche Kopplung benutzte B. Galitzin bei den Vergrößerungshebeln seiner mechanisch registrierenden Pendel.

Bei dieser optischen Verwendung war die Verbindung so zart, daß die Eigenperiode des Pendels von etwa 12" auf nur 1" sich verkürzte.

Es möge hierbei darauf hingewiesen werden, daß auf diese Weise ein jedes galvanometrisch registrierendes Pendel mit häuslichen Mitteln zugleich auch für rein optische Registrierung eingerichtet werden kann, ohne daß man nötig hätte, für die optische Registrierung andere Horizontalpendel zu verwenden.

Es galt nun, bei den Versuchen die optische Registrierung mit der galvanometrischen zu vergleichen, und zwar bei periodischen Bewegungen von der Größenordnung, wie dieselben bei Fern-erdbeben registriert werden.

Eine bewegliche Plattform für solche kleine periodische Verrückungen zu bauen, auf der die ganze Apparatur Platz finden könnte, wäre kostspielig und ist auch nicht gerade erforderlich. Man begnügte sich mit einer Vorrichtung, welche die Unterlage des Pendels allein in periodische Bewegungen versetzen konnte, während die übrigen Teile auf ruhender Unterlage sich befanden.

An dem oberen Rande des Pfeilers, auf dem das Pendel aufgestellt war, wurde eine Spiralfeder mit dem einen Ende mittels Drähten befestigt, während das andere Ende zu dem Exzenter einer Drehbank führte. Indem man die Achse des Exzenters in Drehung versetzte, wurde die Spiralfeder periodisch mehr oder weniger gespannt und erzeugte minimale periodische Verschiebungen der Unterlage des Pendels.

Da man jeder Wellenperiode entsprechend auch den Einsatz richtig erhalten wollte, war es unmöglich, zum Betrieb einen Elektromotor zu benutzen, da der Anfang der periodischen Bewegung jedesmal einen unscharfen allmählichen Anstieg gezeigt hätte. Man stellte daher ein Räderwerk *R* mit verstellbaren Übertragungen zusammen und bewirkte die Drehung mit der Hand.

Ein Metronom, dessen Periode nach Wunsch reguliert wurde, ermöglichte eine geteilte Scheibe *T* in ziemlich gleichförmiger Bewegung zu halten, von welcher die Drehung auf andere Scheiben übertragen wurde.

Auf der Fig. 2 ist die ganze Schüttelvorrichtung skizziert. Man erkennt im unteren Teil das Rad der Drehbank *D* mit seiner Achse, an deren Exzenter *E* die Spiralfeder *F* befestigt ist. Oben ist das Scheibensystem, wo die Scheibe *T*, welche mit einer groben Teilung versehen ist, einen Griff trägt (auf der Figur nicht zu sehen).

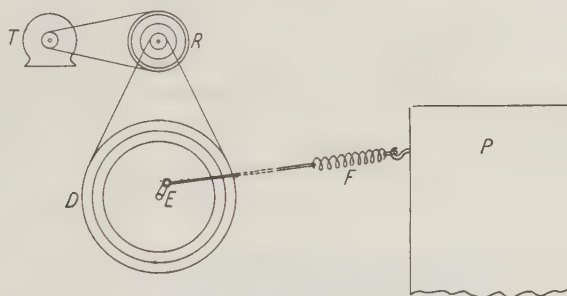


Fig. 2

Diese ganze Einrichtung war von meinem zweiten jüngeren Assistenten mag. phys. W. Koern zusammengestellt, der mir auch sonst bei der Ausführung dieser Versuche behilflich war.

Die Bewegung für sehr kurze Perioden konnte nicht mit der oben beschriebenen Vorrichtung erzielt werden. Die kürzeste war 1.82^s . Um noch kürzere Schwingungen zu erzeugen, regulierte man das Metronom auf kurze Perioden und zog am freien Ende der Spiralfeder mit der Hand periodisch hin und her.

Auf diese Weise gelang es bis auf 0.34^s herunterzugehen.

Zur Registrierung der Bewegungen des Pendel- und Galvanometerspiegels benutzte man den Masingschen Registrierapparat, wie dieselben für die ausländischen und ebenso auch für die seismische Station von Tartu (Dorpat) gebaut waren, wobei man die größere Geschwindigkeit von 30 mm pro Minute einstellte. Die Entfernung des Galvanometerspiegels von der Trommel wählte man etwa 125 cm und die des Spiegels für die optische Vergrößerung etwa 300 cm. Als Lichtquelle genügte im letzten Falle nicht eine 6-Volt-Lampe, wie dieselbe für laufende Registrierungen auf der Station bei der galvanometrischen Methode verwendet werden kann. Man bediente sich daher eines Glühfadens einer Nernst-

lampe für Projektion auf 200 Volt und 1.2 Amp., vor welcher dicht ein ganz schmaler Spalt aufgestellt wurde. Auf diese Weise ermöglichte der schmale abgegrenzte Teil des lichtstarken Nernstfadens einen sehr scharfen Lichtpunkt.

Der galvanometrische Übertragungsfaktor war möglichst genau ermittelt als Mittelwert von 20 Beobachtungsreihen, und die Aperiodizitätsgrenze wurde scharf eingestellt, so daß $\mu = 0$ war bei $T = T_1$.

Durch die Einschaltung der optischen Vergrößerungseinrichtung verkürzte sich die Eigenperiode des Pendels um 1° , wie bereits erwähnt wurde. Durch Neigung des Pendelgestells wurde die dem Galvanometer entsprechende Eigenperiode wiederum einreguliert, wobei man sich des Zeitintervalls t_0 bediente. War das berechnete $t_0 = 3 T_1/2 \pi$ erreicht, so stimmte auch die Aperiodizitätsgrenze vorzüglich überein, wie dieses Kontrollversuche erkennen ließen.

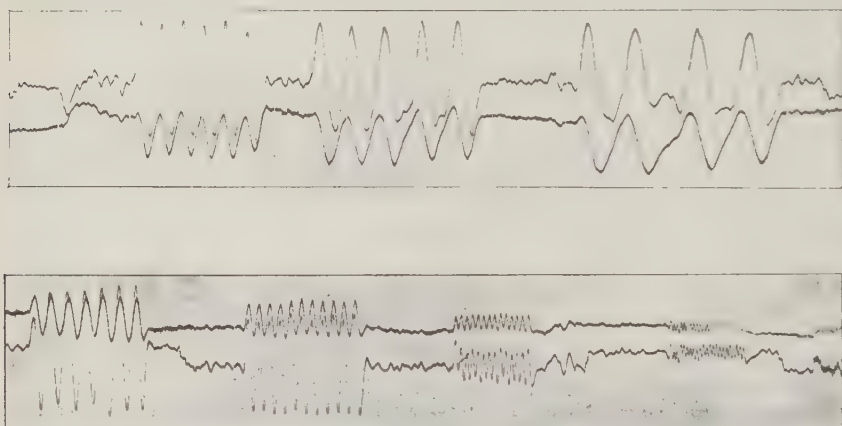


Fig. 3

Auf Fig. 3 ist eine Aufnahme (um die Hälfte verkleinert) reproduziert. Die Kurve mit kleineren Amplituden ist die der optischen Vergrößerung, welche wegen kurzperiodischer Vibration ein dickes Aussehen erhalten hat. Diese Aufnahme wurde nun mit Hilfe einer Lupe und Netztafel bearbeitet.

Erstens wurde der Zeitmoment für jeden Einsatz, von der Mitte der Unterbrechung gezählt, gemessen, wobei man die ungleiche Schwärze und Dicke der Linien berücksichtigte.

Zweitens bestimmte man die Differenz der Momente der Maxima unter Berücksichtigung der Parallaxe der Linien und zugleich auch die vollen Amplituden mit ihren Perioden, ähnlich wie dieses bei der Auswertung von Seismogrammen ausgeführt wird.

Man berechnete dann die Bodenverschiebung bei den stattgehabten Bedingungen.

Es ist bekanntlich für die Aperiodizitätsgrenze bei der optischen Registrier-
methode die Vergrößerung:

$$\mathfrak{B}_0 = \frac{y_0}{x_m} = \frac{L}{l} \cdot \frac{2A}{a} \cdot \frac{1}{(1+u^2)}$$

und für die galvanometrische, wenn die Eigenperiode $T_1 = T$ ist,

$$\mathfrak{B}_g = \frac{y_g}{x_m} = \frac{k \cdot A_1}{\pi \cdot l} \cdot \frac{T_p}{(1+u^2)^2}.$$

Die Konstanten hatten folgende Werte:

$L = 326.1$ mm, die Armlänge des Pendels bis zur Nadelspitze.

$2A = 5842$ mm, die doppelte Entfernung des Pendelspiegels von der Trommel.

$a = 9.7$ mm, der kurze Arm am Spiegel.

$l = 111.3$ mm, die reduzierte Pendellänge.

$T = T_1 = 11.81^s$, wobei $u = u_1 = T_p/11.81^s$ bedeutet.

$k = 235$, der galvanometrische Übertragungsfaktor.

$A_1 = 1242$ mm, die Entfernung des Galvanometerspiegels von der Trommel.

Es interessierte uns hierbei ganz besonders noch die Verspätung der Momente
der Maxima nach der galvanometrischen Methode in bezug auf die optische.

Diese Verspätung wird durch die Formel

$$\tau_1 = T_p \left[\frac{1}{2\pi} \arctg \left\{ \frac{2u_1}{u_1^2 - 1} \right\} - \frac{1}{4} \right]$$

wiedergegeben.

In der folgenden Tabelle sind alle berechneten und beobachteten Werte zu-
sammengestellt.

Tabelle

T_p	\mathfrak{B}_0	\mathfrak{B}_g	x_m		τ_1		Einsatz	
			opt.	galv.	beob.	ber.	opt.	galv.
39.8 ^s	143	221	79 μ	81 μ	— 5.7 ^s	— 6.3 ^s	5.4 ^s	5.4 ^s
28.6	257	516	39	42	— 3.1	— 3.6	9.6	9.6
17.7	543	1421	16	17	— 1.3	— 1.1	7.0	7.1
14.7	695	1931	12.4	13.2	— 0.6	— 0.6	5.0	5.1
9.0	1118	3057	6.1	6.5	+ 0.3	+ 0.4	7.8	7.9
4.69	1521	2956	1.9	2.0	+ 0.6	+ 0.6	5.4	5.5
2.74	1676	2100	0.9	1.0	+ 0.6	+ 0.5	6.0	6.2
1.82	1726	1473	0.7	0.7	+ 0.5	+ 0.4	5.3	5.3
1.04	1751	869	1.7	2.0				
0.90	1754	755	1.9	2.2				
0.73	1758	615	0.6	0.7				
0.45	1762	381	0.7	0.5				
0.34	1763	281	0.5	0.4				

Die Berechnungen haben das eigentümliche Resultat ergeben, daß x_m nach
der galvanometrischen Methode etwa um 6 bis 7% größer ist als nach der optischen.
Bei der Untersuchung dieses Umstandes ist es mir nicht gelungen, eine sichere

Erklärung zu finden. Sehr wahrscheinlich ist es, daß der galvanometrische Übertragungsfaktor etwas zu klein ausgefallen ist. Der Beobachter, welcher bei der Bestimmung von k die wenigen Millimeter des Pendelspiegels abzulesen hat und die Zehntel dabei richtig schätzen muß, kann leicht einer kleinen optischen Täuschung anheimfallen, so daß er beim Wunsch nach einem größeren Ausschlag denselben für etwas größer schätzt, als er in Wirklichkeit gewesen ist.

Uns interessierten aber hier in erster Linie die Zeitmomente.

Der Versuch hat ein sehr befriedigendes Resultat ergeben. Die befürchtete Einwirkung der Selbstinduktion auf die Schärfe des Eintritts der Bewegung ist bei keiner Wellenperiode festzustellen. Die Verspätung des Galvanometers bei den Einsätzen, welche auf Grundlage der vorkommenden Perioden den longitudinalen oder transversalen Wellen angehören können, beträgt durchschnittlich weniger als 0.1° .

Etwas auffallend erscheint der Umstand, daß für längere Bebenwellen das Galvanometer die Momente maximaler Bodenbewegung naturgetreuer wiedergibt als die optische, nämlich mit geringerer Verspätung. Dieses leuchtet ohne weiteres ein, wenn man bedenkt, daß das Galvanometer bei einer einzigen einseitigen Ablenkung des Pendels eine zweifache Kurve beschreibt.

Auch ist die Übereinstimmung der beobachteten und berechneten Differenz sehr befriedigend. Die größere Abweichung bei den beiden ersten Fällen ist wohl der Unregelmäßigkeit der Bewegungen zuzuschreiben, die nicht genügend sinusoidal ausgefallen sind.

Man erkennt aus der Tabelle, daß die galvanometrische Registriermethode bei Anwendung oben angeführter Konstanten eine Wellenperiode von 0.34° noch sehr wohl erkennen läßt, obgleich sie bereits dort sechsmal unempfindlicher geworden ist als die optische.

Eine Verspätung kann also nur auch so aufgefaßt werden, daß die galvanometrische Methode für kurze Wellenperioden an Vergrößerung einbüßt.

B. Gutenberg und H. Landsberg*) haben auf dem Taunus mit zwei Galitzinpendeln zwei seismische Resonatoren verwendet, den einen für 10° und den anderen für etwa 1.5° . Der erste registriert die seismischen Grundtöne, der andere die Obertöne. Daher ist es klar, daß die Registrierungen total verschieden aussehen, weil das zweite Pendel hauptsächlich für die seismischen Obertöne empfindlich ist. Die Obertöne mit 1 bis 2° Periode sind bei Fernbeben eine beliebte Erscheinung.

Es scheint mir aber, daß sie ebenso bei Nahbeben eine ähnliche Rolle spielen. Wenn ich die Kopien der Registrierungen der Krimbeben, die mir durch eine Arbeit N. V. Raikos**) zugänglich geworden sind, näher betrachte, so sehe ich, daß hauptsächlich ähnliche Perioden vorherrschen.

*) B. Gutenberg: Gerlands Beitr. z. Geophys. **25**, H. 1, 74—80 (1930); H. Landsberg: ebenda **27**, H. 3/4, 325—359 (1930).

**) N. Raiko: Zone épicentrale des tremblements de terre en Crimée. Publications de l'Institut Seismologique Nr. 3. Leningrad 1930.

Bei meinen Versuchen ist für diesen Bereich die Vergrößerung über 1000, daher wäre nur aus einem Grunde ein kurzperiodisches Pendel mit rein optischer Registrierung der galvanometrischen vorzuziehen, nämlich um die Empfindlichkeit für die Bodenunruhe herabzusetzen, und auf diese Weise eine glattere Registrierung zu erzielen, ähnlich wie man mit der galvanometrischen Methode die kürzeren Perioden unschädlich machen kann.

Zum Schluß muß ich die Aufmerksamkeit noch auf den Charakter der Linie der optischen Registrierung lenken. Sie ist fein sägeförmig, wobei eine Periode von 0.34^s vorherrscht. Die optische Vergrößerungseinrichtung in dieser Form stellt selbst einen sehr empfindlichen Seismographen für Lokalbeben dar, und zwar für die höchsten seismischen Obertöne. Das unruhige Stadtleben hält das System in beständiger Vibration. An einem ruhigen Ort würde es die geringste Bodenstörung sofort anzeigen. Man könnte es ein Saitenseismometer nennen.

Die Biegung der Saite erfolgt mit dem Spiegel um eine Achse, welche durch die eine Nadelspitze geht. Durch die Veränderung der Spannung der Saite läßt sich die Periode ändern.

Auf den Registrierungen hat es sich herausgestellt, daß beim Vorbeifahren eines Auto starke Vibrationen mit einer Periode von 0.25^s aufgezeichnet wurden.

Es ist nicht ausgeschlossen, daß aus einem Saitenseismometer ein Konkurrent für die Anderson-Woodschen Torsionsseismographen entstehen wird.

Immerhin dürften ähnliche Apparate von Bedeutung sein nur beim Ankündigen des ersten Einsatzes eines Bebens. Über die Hauptideerscheinungen, die mit den seismischen Grundtönen verbunden sind, geben sie nur dürftigen Aufschluß und können sogar eher stören als nützen.

Tartu (Dorpat), Physikalisches Institut der Universität, Januar 1931.

Das Nordseebeben vom 24. Januar 1927

Von Niels Henr. Kolderup und Gerhard Krumbach — (Mit 2 Abbildungen)

Bei der Bearbeitung des mikroseismischen Materials wird auf die Verwendbarkeit des in der Kristallographie gebrauchten Wulffschen Netzes zur Epizentralbestimmung hingewiesen. Nach einer allgemeinen Betrachtung über die Seismizität Norwegens wird dann die Frage nach der Entstehungsursache der norwegischen Beben behandelt.

1. Das Beobachtungsmaterial und seine Bearbeitung. Am 24. Januar 1927, gegen $5^h 20^m$ M. G. Z. morgens, wurde in den umgrenzenden Ländern der Nordsee ein kräftiges Erdbeben verspürt. Auf die makroseismischen

Beobachtungen, welche bereits früher¹⁾ bearbeitet worden sind, soll an dieser Stelle nur kurz hingewiesen werden. Es ergab sich ein Schüttergebiet von etwa 600000 qkm. Die mikroseismische Reichweite betrug etwa 4000 km. Die Grenzlinien des Schüttergebietes in der Karte (Fig. 1) sind für Skandinavien der genannten Bearbeitung entnommen worden. Für die Beobachtungsergebnisse auf

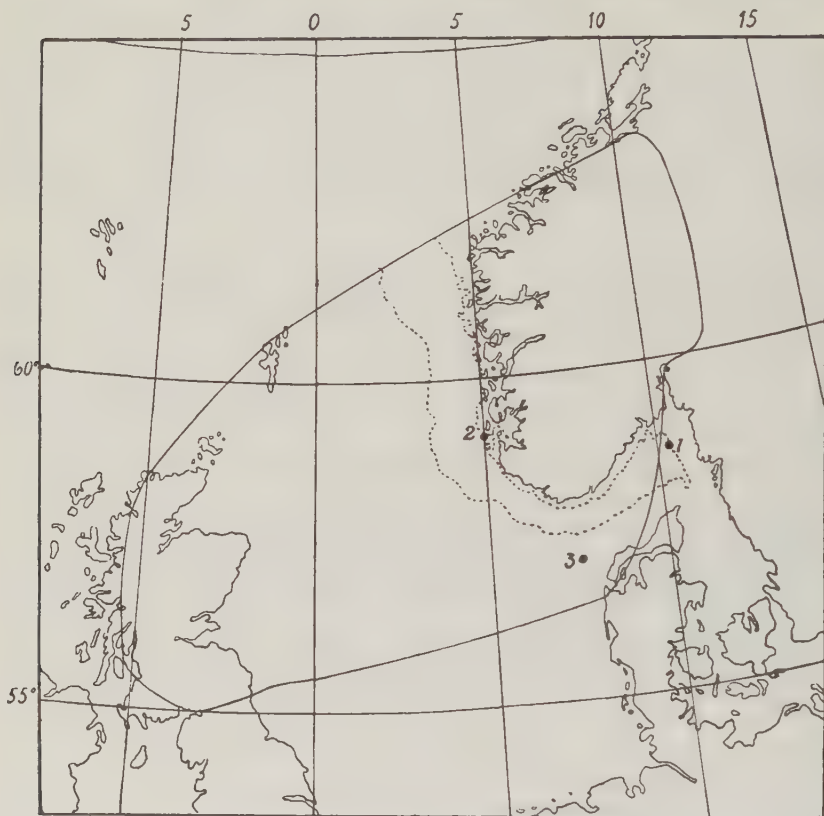


Fig. 1. Das Schüttergebiet des Bebens vom 24. Januar 1927 (2)

den britischen Inseln wurde eine bisher unveröffentlichte Arbeit von Herrn Dr. Tyrrell, Glasgow, liebenswürdigerweise zur Verfügung gestellt.

Das Hauptziel der vorliegenden Arbeit ist, mit Hilfe der mikroseismischen Daten das Epizentrum möglichst genau zu bestimmen, die Ausbreitung der Wellen an Hand der Registrierungen zu verfolgen, sowie eine Untersuchung über die Lage des Epizentrums im Zusammenhang mit der Tektonik anzuschließen.

Hierfür wurden uns dankenswerterweise von folgenden Stationen die Originaldiagramme oder Kopien der Aufzeichnungen zur Verfügung gestellt:

Bergen, De Bilt, Chur, Frankfurt, Göttingen, Graz, Hamburg, Hohenheim, Innsbruck, Karlsruhe, Kew, Kopenhagen, Leipzig, Oxford, Upsala.

Die Daten von weiteren 21 Stationen wurden den Originalberichten oder Sammelberichten entnommen.

2. Epizentralbestimmung unter Anwendung des Wulffschen Netzes. Eine der wichtigsten Methoden für die Epizentralbestimmung ist die

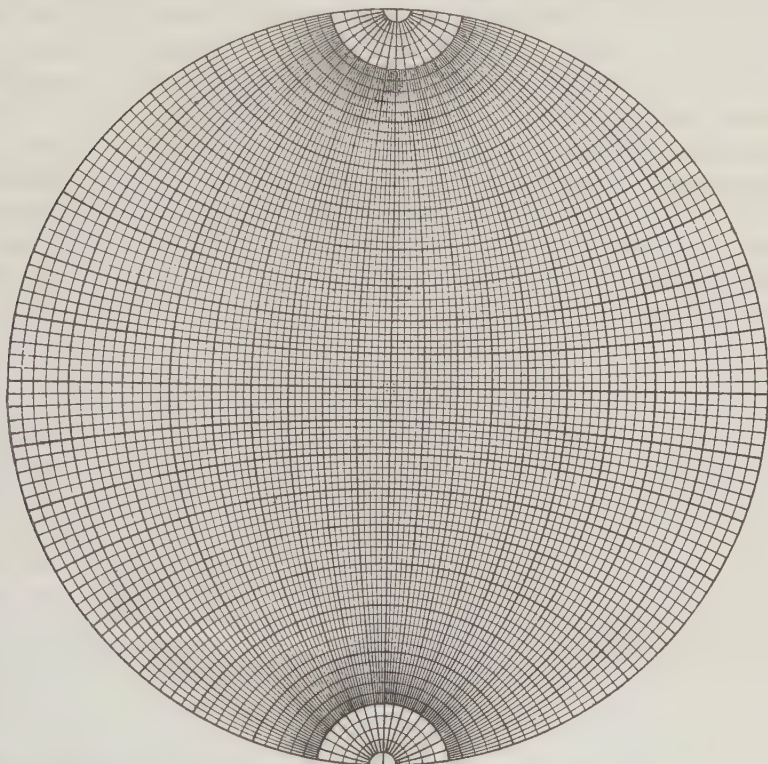


Fig. 2. Wulffsches Netz

Verwendung von Stationspaaren gleicher Einsatzzeit. Das Epizentrum liegt dann auf der Mittelsenkrechten der Verbindungslinie beider Stationen.

Bei größeren Herdentfernungen, bei denen die Konstruktion nicht mehr mit genügender Genauigkeit in der Ebene durchführbar ist, kann man zweckmäßig das in der Mineralogie und Kristallographie viel verwendete Wulffsche Netz der stereographisch-gnomonischen Projektion zur Anwendung bringen. Das Prinzip des Wulffschen Netzes ist in einer Reihe von kristallographischen Lehr- und Handbüchern²⁾ eingehend beschrieben worden und soll daher hier im einzelnen nicht wiederholt werden (Fig. 2).

Bei der praktischen Anwendung wird auf das Netz ein Blatt Pauspapier gelegt und in dieses die Koordinaten der Stationspaare eingezeichnet. Das Pauspapier wird dann um den Mittelpunkt des Gradnetzes so gedreht, daß immer je zwei Stationen gleicher Einsatzzeit auf den gleichen Breitenkreis zu liegen kommen. Der in der Mitte zwischen beiden hindurchgehende Meridian des Netzes entspricht dann dem gesuchten Mittellot. Diese Konstruktion wird für sämtliche Stationspaare durchgeführt. Dreht man zum Schluß das Blatt wieder in die alte Lage zurück, so ergibt der Schnittpunkt bzw. die Schnittfigur der Mittellinien direkt aus dem Netz die Koordinaten des gesuchten Epizentrums.

Bei Benutzung eines Netzes von 20 cm Durchmesser beträgt die erreichbare Genauigkeit der Epizentralbestimmung etwas mehr als $\frac{1}{2}^{\circ}$.

Außerdem kann man auch, wenn das Epizentrum bekannt ist, die Entfernungen sämtlicher Stationen, die bei der Bearbeitung verwertet werden sollen, mit dem Netz sehr leicht ermitteln. Man trägt deren geographische Koordinaten in das Arbeitsblatt ein und dreht das Papier so, daß Station und Epizentrum auf einen Meridian zu liegen kommen. Der auf dem Meridian gemessene Abstand ist dann die gesuchte Herdentfernung.

Die hier angegebene Methode ermöglicht daher nicht nur eine schnelle Bestimmung eines guten Näherungswertes für das Epizentrum, sondern es gibt auch der Vergleich der graphisch ermittelten Entfernung mit den aus den Laufzeitdifferenzen $S-P$ bestimmten Werten eine leicht durchführbare Kontrolle für die Richtigkeit des abgeleiteten Epizentrums. Man kann dann auch sofort entscheiden, ob eine umfassende numerische Bearbeitung eines vorliegenden Beobachtungsmaterials lohnend ist.

Die Registrierungen der Stationen Bergen, Zürich, Leningrad, Pulkowo und Cartuja liefern gut übereinstimmende Werte für die Stoßzeit, aus denen der Mittelwert $0 = 5^h 18^m 19^s$ folgt.

Aus den Daten dieser Stationen ergeben sich die Herdkoordinaten:

$$\varphi = 59^{\circ} \text{ N}, \lambda = 5^{\circ} \text{ E.}$$

Das Epizentrum liegt demnach am Ostrande der norwegischen Rinne, etwas nordwestlich von Stavanger.

Die Abstände der übrigen Stationen wurden zunächst nach dem oben entwickelten Verfahren gemessen und mit den aus $S-P$ ermittelten Werten verglichen. Die Übereinstimmung war ausreichend, so daß auch die rechnerische Bestimmung der Entfernungen durchgeführt wurde.

Zur Bestimmung der Stoßzeit im Epizentrum dienten die Laufzeittabellen von G. Krumbach³⁾.

Aus den Einsatzzeiten der Vorläuferwellen aller brauchbaren Stationen ergibt sich jetzt als endgültige Stoßzeit:

$$0 = 5^h 18^m 20^s.$$

Unter Verwendung dieser Epizentralzeit wurden alle Einsatzzeiten, wie sie sich aus dem Beobachtungsmaterial und den Berichten ergeben, in ein Laufzeitschema eingetragen. Als Vergleichskurven dienten wiederum die von G. Krumbach angegebenen Laufzeitkurven für P , P_{R_1} , P_{R_2} , S , S_{R_1} . Es ergaben sich im allgemeinen keine nennenswerten Abweichungen der Beobachtungen von den bestehenden Laufzeitkurven.

Die Herdtiefe des Bebens kann nicht bestimmt werden, da nicht genügend Stationen in geringen Herdentfernungen mit gutem Beobachtungsmaterial vorhanden sind. Ebenso lassen sich keine Untersuchungen über die Größe der Perioden, Ausbreitung und Absorption der Bebenenergie vornehmen, da die schnellen Schwingungen in den Aufzeichnungen bei den normalen Registriergeschwindigkeiten der Stationsinstrumente vielfach nicht aufgelöst werden.

In Fig. 1 ist die Lage des mikroseismisch bestimmten Epizentrums (2) eingetragen. Es liegt nicht ganz in der Mitte des Schüttergebietes. Die Übereinstimmung ist aber doch so groß, daß man den mikroseismisch gefundenen Herd als richtig ansehen muß, um so mehr, als auch die am stärksten gefühlte Erschütterung unmittelbar östlich von dem gefundenen Herd beobachtet wurde.

3. Die Lage der Erdbebenherde in Norwegen. Beben in der Umgebung Norwegens mit großer mikroseismischer Reichweite sind nur sehr wenig bekannt. Nur das große Beben vom 23. Oktober 1904 ist mikroseismisch bearbeitet worden. In dem Katalog der Internationalen Seismologischen Assoziation wurde als Näherungswert für das Epizentrum angegeben:

$$\varphi = 59^{\circ} \text{ N}, \lambda = 11^{\circ} \text{ E}.$$

Als Grundlage für diese Bestimmung dienten die Daten von Carl Fred Kolderup. Zur Nachprüfung wurden die wenigen instrumentellen Aufzeichnungen noch einmal untersucht. Das Material ist jedoch zu spärlich, um eine sichere Epizentralbestimmung durchzuführen. Es wird aber der Eindruck gewonnen, daß die Herdkoordinaten $\varphi = 58.5^{\circ} \text{ N}$, $\lambda = 10.5^{\circ} \text{ E}$ (Nr. 1, Fig. 1) noch besser den Aufzeichnungen entsprechen würden. Diese nur wenig veränderte Herdlage steht auch nicht im Gegensatz zu den makroseismischen Beobachtungen.

In der neueren Zeit wurden zwei weitere Beben beobachtet, die sowohl in Norwegen als auch in Dänemark gespürt wurden.

Diese wurden von Frl. I. Lehmann, Kopenhagen, bearbeitet. Die Koordinaten des Epizentrums vom 23. Mai 1929 sind nach einer persönlichen Mitteilung:

$$\varphi = 57\frac{1}{2}^{\circ} \text{ N}, \lambda = 5\frac{3}{4}^{\circ} \text{ E} \text{ (Nr. 3 in Fig. 1)}.$$

Auch das zweite, schwächere Beben vom 29. Mai ist wahrscheinlich von dem gleichen Herd ausgegangen, jedoch erlauben die Aufzeichnungen keine genauere Bestimmung.

Damit sind folgende mikroseismisch bestimmte Epizentren, die auch durch makroseismisches Beobachtungsmaterial bestätigt wurden, bekannt:

1. 23. Oktober 1904, $\varphi = 58\frac{1}{2}^{\circ}$ bis 59° N, $\lambda = 10\frac{1}{2}^{\circ}$ bis 11° E.
2. 24. Januar 1927, $\varphi = 59^{\circ}$ N, $\lambda = 5^{\circ}$ E.
3. 23. (29.) Mai 1929, $\varphi = 57\frac{1}{2}^{\circ}$ N, $\lambda = 5\frac{3}{4}^{\circ}$ E.

Die drei Punkte sind in die Karte des Schüttergebietes (Fig. 1) eingetragen. Diese Epizentren liegen also unmittelbar an der Norwegischen Rinne.

Aus den Karten der Sammelarbeit von Carl Fred Kolderup⁷⁾ geht außerdem noch hervor, daß die Isoseisten einer Reihe weiterer Erdbeben in Norwegen keine geschlossenen Figuren bilden, sondern nach dem Meere zu offen sind. Es ist daher anzunehmen, daß auch die Epizentren dieser Beben vor der Küste, und zwar in der Rinne oder in ihrer Nähe liegen. Mit großer Sicherheit trifft diese Annahme bei Beben zu, die nicht nur in Norwegen, sondern auch auf den Britischen Inseln und in Dänemark verspürt wurden.

4. Über die Entstehung der Beben in Norwegen. E. G. Harboe⁵⁾ hat als erster darauf hingewiesen, daß die norwegische Rinne in seismischer Hinsicht möglicherweise dieselbe Rolle spielt, wie die großen Tiefseegräben. Die geringere Tätigkeit stünde dann im Zusammenhang mit der geringeren Tiefe.

Nach Ansicht der meisten Forscher, die sich mit der Seismizität Norwegens oder Skandinaviens überhaupt beschäftigt haben, sind die norwegischen Beben allgemein auf säkulare oder epirogenetische Bewegungen zurückzuführen. Nur A. Sieberg⁶⁾ hat wiederholt den Versuch gemacht, die Entstehung der Erdbeben mit den alten kaledonischen Bruchlinien in ursächlichen Zusammenhang zu bringen.

Aus den zahlreichen Veröffentlichungen Carl Fred Kolderups⁷⁾ geht aber hervor, daß die Schüttergebiete keineswegs in Zusammenhang mit dem Gebirgsbau des Landes stehen, sondern daß nur die Hebung des Landes in post-glazialer Zeit nach der Entlastung als Erdbebenursache in Frage kommen kann.

Später hat J. Rekstad⁸⁾ dann auch festgestellt, daß die Gegenden mit dem größten Hebungsgradienten mit denen größter Bebenhäufigkeit zusammenfallen.

Die Erscheinungen bei der Hebung und Senkung des Landes während und nach der Eiszeit sind eingehend von Fridtjof Nansen⁹⁾ besprochen worden. Wir zitieren aus dieser Arbeit S. 273: „Diese Tatsachen liefern den endgültigen Beweis dafür, daß die Kruste der Erde in diesen Gegenden annähernd zur gleichen wagerechten Lage zurückgekehrt ist, die sie vor der letzten glazialen Senkung besaß, nur lag vielleicht damals im Vergleich zum Lande die Strandlinie 10 bis 17 m höher.“ Nach dieser Auffassung senkte sich das Land, als sich das Eis über Skandinavien ausbreitete, und als das Eis zurückging, hob sich das Land wieder. Es liegt daher jetzt mit seiner ursprünglichen präglazialen Lage parallel, nur vielleicht 10 bis 17 m höher als damals.

Die Bedeutung der Hebung und Senkung als isostatische Ausgleichsbewegung geht deutlich aus Fig. 1 einer anderen von Nansens Arbeiten¹⁰⁾ hervor. In

Übereinstimmung mit der Theorie der Isostasie wird der Vorgang als ein Herunterdrücken der festen Kruste in die unterliegenden viskosen Schichten erklärt, deren Material zur Seite geschoben wird. Während der Abschmelzung des Eises dringt dann wieder viskose Materie unter den aufsteigenden Krustenteil.

Aus den Arbeiten von Carl Fred Kolderup und Rekstad ergibt sich, daß allgemein die norwegischen Beben der Gegenwart mit der postglazialen Hebung im Zusammenhang stehen. Nach den vorliegenden Untersuchungen liegen eine Reihe von Epizentren starker Beben in oder nahe der norwegischen Rinne. Man kann daher annehmen, daß also auch die Bildung der Rinne mit dieser Hebung und vielleicht sogar mit der vorausgegangenen Senkung in Verbindung steht.

Mit großer Wahrscheinlichkeit sind dann die Wände der Rinne Bruchflächen, die bei der Hebung und Senkung des Landes, also bei isostatischen Ausgleichsbewegungen eine Rolle gespielt haben.

Gerard de Geer¹⁾ erklärt die Rinne als eine Flexur, die durch tertiäre Landhebung entstanden ist. Viele Ursachen machen es wahrscheinlich, daß die tertiäre orogenetische Bewegung in Mitteleuropa von einer epirogenetischen Bewegung im Norden begleitet war. Es ist dann wahrscheinlich, daß die Rinne wirklich eine tertiäre Bildung ist, da auch ihre Tiefenverhältnisse denen der in der Eiszeit eingesunkenen Fjorde entsprechen. Auf Grund der jetzt festgestellten Zusammenhänge zwischen Bebenherden, Hebungsgradienten und der Rinne ist es als sicher anzunehmen, daß die Rinne auch in spät- und postglazialer Zeit Sitz von Erdbewegungen war. Hieraus folgt mit großer Wahrscheinlichkeit, daß dies auch in frühglazialer Zeit der Fall war.

Der Zusammenhang zwischen der Bildung der Rinne und der Landhebung kommt auch deutlich in den Karten von Rekstad und de Geer zum Ausdruck, die die Linien gleicher Hebung zeigen, wobei die 100-m-Linie beispielsweise parallel der Rinne verläuft.

Während der isostatischen Ausgleichsbewegung, wie sie von Nansen beschrieben wurde [⁹], S. 44, Fig. 1], entstanden Brüche längs der jetzigen Wände der Rinne, gleichgültig, ob die Rinne schon im Tertiär vorhanden war oder nicht. Nachbewegungen zu den alten Brüchen werden jetzt in den Nordseeländern als Erdbeben verspürt mit einer mikroseismischen Reichweite von etwa 4000 km.

Literatur

¹⁾ Carl Fred Kolderup: Jordskelv i Norge 1926—1929. Bergens Museums Arbok.

²⁾ B. Gossner: Kristallberechnung und Kristallzeichnung. Leipzig und Berlin 1914.

³⁾ G. Krumbach u. A. Sieberg: Die wichtigeren Beben des Jahres 1924. Veröff. d. Reichsanst. f. Erdbebenforsch., Heft 11, Jena 1930.

⁴⁾ Carl Fred Kolderup: Jordskelvet 23. Oktober 1904. Bergens Museums Arbok 1905, Nr. 1.

5) E. G. Harboe: Das skandinavische Erdbeben am 23. Oktober 1904. Gerlands Beitr. 11, 499 (1912).

6) A. Sieberg: Die Verbreitung der Erdbeben. Veröff. d. Reichsanst. f. Erdbebenforsch., Heft 1, Jena 1922. — Derselbe: Bemerkungen zum Erdbeben auf Jan Mayen am 8. April 1922. Naturw. Wochenschr., N. F. XXI, Nr. 32.

7) Carl Fred Kolderup: Norges Jordskelv. Bergens Museums Årbok 1913, Nr. 8, sowie in „Jordskelv i Norge“.

8) J. Rekstad: Norges Hevning efter istiden. Norges Geologiske Undersøkelse Nr. 96, Oslo 1922.

9) Fridtjof Nansen: The Strandflat and Isostasy. Skrifter utgitt av Videnskapselskapet i Kristiania (Det Norske Videnskapsakademi i Oslo) 1921, I, Bd. 2, Nr. 11.

10) Fridtjof Nansen: The Earth's Crust, its Surface forms and Isostatic Adjustment. Avhandlingar utgitt av det Norske Videnskapsakademi i Oslo 1927, I, Nr. 12.

11) Gerard De Geer: Kontinentale Niveauveränderungen im Norden Europas. 11. Congr. Geol. Intern. Compt. Rend. II, Stockholm 1912, S. 849—860.

Bergen und Jena 1930.

Seismische Untersuchungen auf dem Pasterzegletscher. II*)

Von B. Brockamp — (Mit 5 Abbildungen)

Amplituden, Amplitudenverhältnisse und Perioden. Um zuverlässige Daten für die Bearbeitung der Seismogrammamplituden und Perioden zu gewinnen, wurde auf jedem Zeltstandort wenigstens vor jedem ersten und nach jedem letzten Schuß eine Empfindlichkeitsbestimmung des Seismographen durchgeführt. Die Indikatorvergrößerung $V = J/L$ wurde wie bei großen Vertikal-seismographen bestimmt: Die äquivalente Pendellänge L aus der reduzierten Eigenperiode T_0 bei ausgeschalteter Dämpfung; die äquivalente Indikatorlänge J aus dem Ausschlag a , den eine kleine Zusatzkraft (Gewicht m), der trägen Masse M hinzugefügt, im Registrierabstand hervorruft, $J = Ma/m$; die Eigenperiode T_0 betrug 0.055 sec; V unter Benutzung eines Verdopplungsspiegels 57000. Das Dämpfungsverhältnis war bei allen Schüssen 12:1. Die variable Luftdämpfung ist mit einer Skala versehen und gestattet nach jeder Bestimmung der Eigenperiode dieselbe Dämpfung wieder herzustellen. Während der Zeit der Untersuchungen blieben die Apparatkonstanten unverändert.

Zwei Seismogramme aus gleicher Entfernung (Abstand der beiden Schußpunkte voneinander 1.5 m) zeigen, daß Zacke für Zacke einander zuzuordnen ist. Der Vorgang der Wellenausbreitung ist also weitgehend reproduzierbar, Fig. 1. Die unterschiedliche Amplitude rührt daher, daß der zweite Schuß dicht an einer Spalte angesetzt wurde.

*) Seismische Untersuchungen auf dem Pasterzegletscher. I von B. Brockamp und H. Mothes siehe Zeitschr. f. Geophys. 6, 482 (1930).

Für die Beurteilung der Amplitudenkurven ist zu berücksichtigen, daß nicht ein Schuß mit mehreren gleichen Apparaten gleichzeitig in den verschiedenen Entfernungen beobachtet werden konnte, daß vielmehr die Schüsse nacheinander in verschiedenen Abständen angesetzt werden mußten, und daß es unmöglich ist, die gleichen Bedingungen (Verdämmung, Spalten in der Nähe des Schußpunktes) für die einzelnen Schüsse zu schaffen. Außerdem beeinflussen Längs- und Querspalten die Wellen auf ihrem Wege verschieden stark.

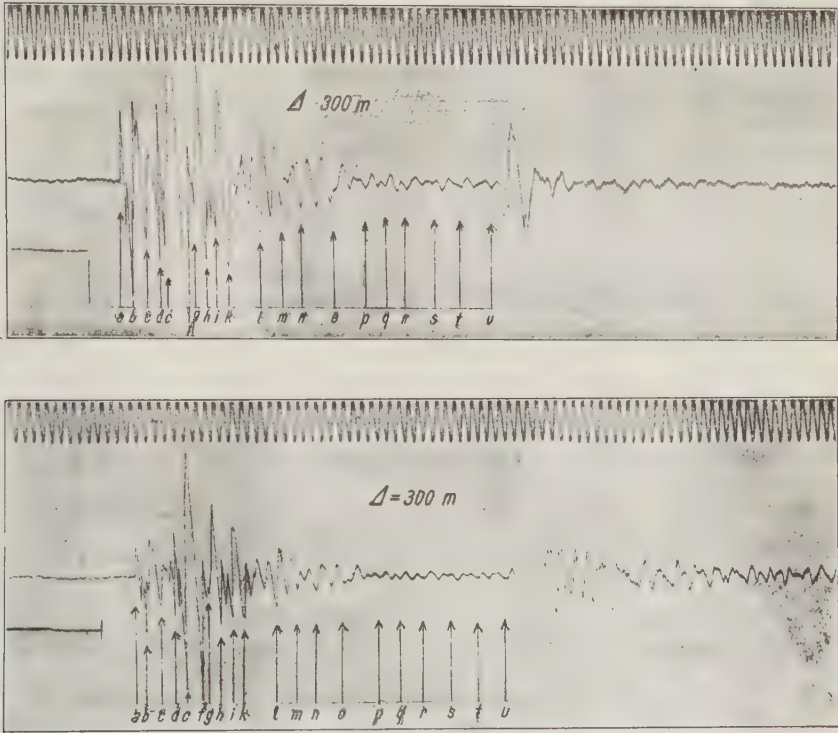


Fig. 1

Amplituden der *P*-Wellen. In Fig. 2a und 2b stellen die unteren ausgezogenen Linien die Amplitudenkurven der *P*-Wellen dar. Bei Entfernungen über 500 m können die Amplitudenkurven für *P* aufwärts und abwärts miteinander zur Deckung gebracht werden. Die Amplituden a_1 und a_2 zweier Schüsse aus den Entfernungen Δ_1 und Δ_2 verhalten sich umgekehrt wie diese Entfernungen plus einer Konstanten c : $a_1/a_2 = \Delta_2/\Delta_1 + c$. Für Amplitudenbetrachtungen liegen die Verhältnisse besonders günstig im abwärtigen Teil des Profils, da hier sechs Sprengungen mit gleicher Sprengstoffmenge in Abständen von nur 100 m ausgeführt wurden.

In Tabelle 1 sind für das abwärtige und aufwärtige Profil zusammengestellt: Entfernungen Δ ; Sprengstoffmenge in kg; Amplitude a ; $a_n : a_{n+1}$, $\Delta_n + 1 : \Delta_n$. c ist im aufwärtigen Teil des Profils 0.07, im abwärtigen Teil des Profils 0.10. Aus dem Amplitudenabnahmegesetz $a_1/a_2 = \Delta_2/\Delta_1 + c$ folgt, daß sich die P -Wellen

Tabelle 1. Amplitudenabnahme der P -Wellen

1 Spreng- entfer- nung Δ m	2 Spreng- stoff- menge kg	3 Ampli- tude a mm	4 $a_n : a_{n+1}$	5 $\Delta_{n+1} : \Delta_n$	6 $\frac{a_n}{a_{n+1}} - \frac{\Delta_{n+1}}{\Delta_n}$	7 $\frac{\Delta_{n+1}}{\Delta_n} + 0.07$	8 $\frac{a_n}{a_{n+1}} - \left(\frac{\Delta_{n+1}}{\Delta_n} + 0.07 \right)$
Aufwärts							
600	2.00	3	1.15	1.33	— 0.8	1.40	— 0.25
800	2.00	2.6	(1.85)	(1.25)	(+ 0.60)	(1.32)	+ (0.53)
1000	2.40	1.4	1.64	1.20	+ 0.44	1.27	+ 0.37
1200	2.40	0.85	1.21	1.17	+ 0.07	1.24	— 0.03
1400	2.40	0.70	(1.17)	(1.15)	(+ 0.02)	(1.22)	— (0.05)
1600	2.90	0.60	1.20	1.13	+ 0.07	1.20	0.0
1800	2.90	0.50					
1	2	3	4	5	6	7 $\frac{\Delta_{n+1}}{\Delta_n} + 0.10$	8
Abwärts							
700	2.00	2.2	1.29	1.14	+ 0.15	1.24	+ 0.05
800	2.00	1.7	1.13	1.12	+ 0.01	1.22	— 0.09
900	2.00	1.5	1.15	1.11	+ 0.04	1.21	— 0.06
1000	2.00	1.3	1.24	1.10	+ 0.14	1.20	+ 0.04
1100	2.00	1.05	1.23	1.09	+ 0.14	1.19	+ 0.04
1200	2.00	0.85					

als Kugelwellen ausbreiten bis zu Entfernungen, die das Sechsfache der Gletscher-mächtigkeit betragen. Die kugelförmige Ausbreitung der P -Wellen drückt sich auch dadurch aus, daß die Laufzeiten der P -Wellen unabhängig von der Richtung linear mit Δ wachsen¹⁾ (siehe 1. Teil S. 487, P, Laufzeiten für Längs- und Quer-profil).

Amplituden der S -Wellen. Die Amplituden der S -Wellen können nicht ohne weiteres für Amplitudenbetrachtungen benutzt werden, da die Periodenlänge der S -Wellen stark mit der Entfernung ansteigt bis zu Beträgen von $1.5 T_0$. Wegen dieser hohen Beträge von T werden die S -Wellen aus großer Distanz vom Seismographen bei einer Dämpfung von 12:1 mit einer Vergrößerung $\mathfrak{B} = 0.4 V$ aufgeschrieben, wohingegen für S aus kleinen Entfernungen ($T \leq T_0$) die Vergrößerung $\mathfrak{B} = 1 V$ ist. In Fig. 2 stellen die oberen gestrichelten Linien die Amplitudenkurven für direkt beobachtete S -Amplituden und für auf gleiche Vergrößerung umgerechnete Amplituden dar (für großes Δ schwach ausgezogen). Die reduzierten S -Amplitudenkurven zeigen nahezu denselben Verlauf wie die P -Amplitudenkurven. Die Transversalwellen breiten sich auch als Kugelwellen aus.

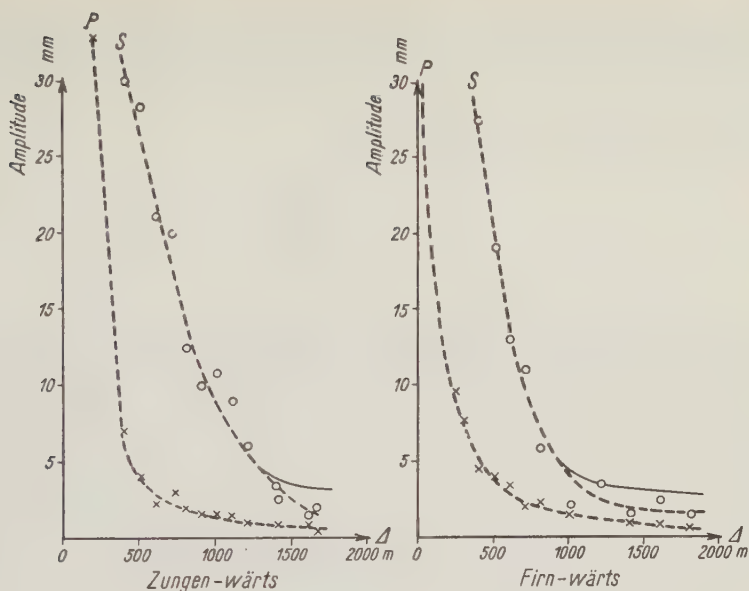


Fig. 2

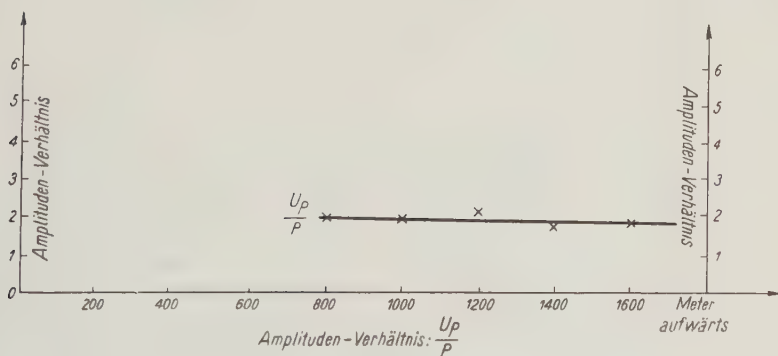


Fig. 3

Amplitude der U_P -Wellen. Im ersten Teil der Arbeit¹⁾ war U_P als longitudinale Welle gedeutet, die an der Unstetigkeitsgrenze Eis—Fels im Eis läuft. Es ist besonders die Amplitude, die zu dieser Deutung führte. Aus Fig. 3, die das Amplitudenverhältnis $U_P : P$ darstellt, folgt, daß U_P vom Vertikalapparat mit doppelter P -Amplitude aufgeschrieben wird und daß U_P demselben Amplitudengesetz folgt, wie P , mithin sich als Kugelwelle ausbreitet. Die Laufzeit von U_P erlaubte auch die Lösung, daß U_P lotrecht unter dem Sprengpunkt reflektiert wird und dann denselben Weg wie P nimmt. Eine Überslagsrechnung

zeigt, daß dies nicht der Fall ist. Bedeuten E die Amplitude der einfallenden Welle, D die Amplitude der durchgehenden Welle, R die Amplitude der reflektierten Welle, ϱ_1 , ϱ_2 die Dichten und v_1 , v_2 die Geschwindigkeiten in den beiden Schichten, so ergibt sich, da bei senkrecht einfallender Welle nur eine gleichartige Welle gebrochen und reflektiert wird:

$$R = E \frac{1 - \frac{\varrho_2 v_2}{\varrho_1 v_1}}{1 + \frac{\varrho_2 v_2}{\varrho_1 v_1}}$$

Für $v_1 = 3580$ m/sec, $v_2 = 5850$ m/sec, $\varrho_1 = 0.92$, $\varrho_2 = 2.8$ ergibt sich die Amplitude der reflektierten Welle zu 0.66 der einfallenden. Die U_P -Wellen müßten, wenn sie senkrecht reflektierte Wellen wären, und dann wie P ihren Weg oberflächennah genommen hätten, mit 0.66 der P -Amplitude im Seismogramm aufgeschrieben werden. Wird die Energieabnahme in der zweimal durchlaufenen Gletscherdicke (2×300 m) mitberücksichtigt, so würde die so gelaufene Welle bei einer Schußentfernung z. B. von 600 m nur mit etwa $\frac{1}{3}$ der P -Amplitude aufgezeichnet. Die gegenüber P stark hervortretende Amplitude von U_P ($= 2 P$) und die Richtung des Ausschlags in allen Seismogrammen von unten nach oben — entspricht einem Stoß nach oben — läßt nur die Erklärung zu, daß die U_P -Welle als longitudinale Welle den Gletscher am Sprengort senkrecht durchsetzt hat, an der Grenzfläche Eis—Fels im Eis gelaufen und von dort wiederum senkrecht nach oben gedrungen ist. [Siehe I. Teil¹), S. 492.]

Amplitude der R -Wellen. Die bisher betrachteten Amplitudenkurven zeigten mit wachsendem Δ eine gleichsinnige Abnahme. Anders die Amplitudenkurven für reflektierte Wellen. Sie nehmen zunächst mit steigender Entfernung ab, um bei einer bestimmten Distanz wieder anzuschwellen. Auf diesem Amplitudengang der R -Wellen ist H. Mothes in einer Arbeit³⁾ („Neue Ergebnisse der Eisseismik“) eingegangen. Die Deutung dieses Amplitudengangs gab B. Brockamp [H. Mothes³⁾]: die elastischen Wellen unterliegen der Totalreflexion. Für das aufwärtige Profil ergeben sich zwei fast gleich starke Maxima bei 1200 und 1600 m. Die Amplitude von R liegt in diesem Teil des Profils weit oberhalb der P -Amplitude (Maximum 12 P ; Minimum 4 P).

Die Amplitude der R -Wellen im unteren Profilverteil liegt nur wenig oberhalb der P -Amplitude (Maximum 2 P bei $\Delta = 600$ m, Minimum 1 P bei $\Delta = 900$ m). H. Mothes fand für die auf dem Hintereisferner gewonnenen Kurven, daß das Amplitudenmaximum bei einer Entfernung, die nahezu gleich der doppelten Schichtdicke ist, liegt. Schließt man unter dieser Annahme aus den Amplitudenkurven der Pasterzeseismogramme auf die Tiefe des Gletschers, so erhält man für den oberen Teil $h = 600$ m, für den unteren Teil $h = 300$ m.

Der zweite Wert ist in guter Übereinstimmung mit den aus den R -Laufzeiten berechneten Tiefen. Der erste ist um das Doppelte zu hoch. Vergegen-

wärtigen wir uns das Bild¹⁾ des rekonstruierten Gletscheruntergrundes im Profil V (Fig. 4, I. Teil), so ist ohne weiteres ersichtlich, daß ein einfacher Verlauf der

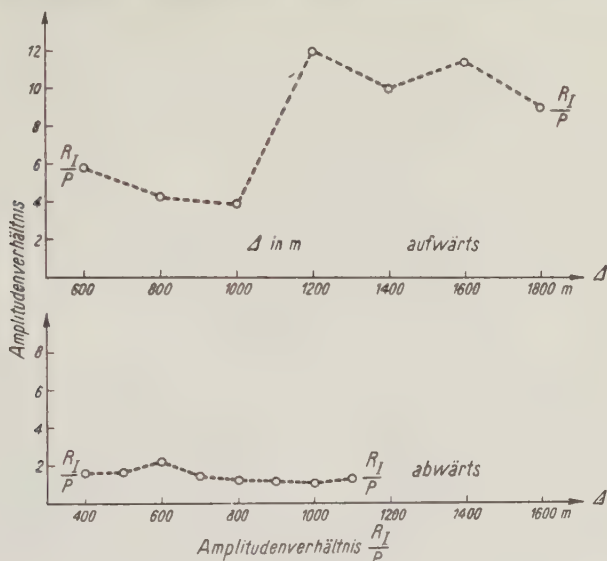


Fig. 4

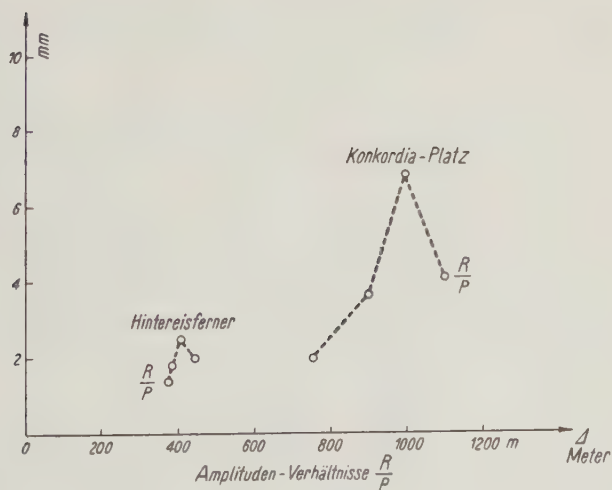


Fig. 5

Amplituden kaum zu erwarten ist. Das Gletscherbett ist uneben und bedingt schon dadurch einen verwickelteren Verlauf der Amplitudenkurve. Hinzu kommt, daß (wegen der Bodenunebenheit) die Gesteinsbeschaffenheit der

Reflexionspunkte oft wechselt. Der freie Fels der Rundhöcker stellt gute Reflexionsbedingungen dar, mehr oder minder mächtige Grundmoräne, die sich besonders in den Dellen des Untergrundes befindet, weniger gute. Einfacher liegen die Verhältnisse auf dem Hintereisferner und Concordiaplatz. Fig. 5 zeigt Amplitudenverhältnisse $R:P$ aus den von H. Mothes gewonnenen Seismogrammen. Das Amplitudenmaximum liegt auf dem Hintereisferner bei $407\text{ m} = 2h$, auf dem Concordiaplatz bei 1000 m . H. Mothes hat unter der Annahme $\Delta_{\max} = \Delta_{\text{Total}} = 2h$ die Geschwindigkeit im Felsuntergrund für den Hintereisferner berechnet zu 5300 m/sec .

Rein geometrisch betrachtet ist die Entfernung, bei der Totalreflexion auftritt, parallele Grenzflächen vorausgesetzt, gegeben durch

$$\Delta_{\text{Total}} = \frac{2h v_1}{\sqrt{v_2^2 - v_1^2}}.$$

Unter der Voraussetzung, daß bei 407 m tatsächlich der Amplitudenhöchstwert erreicht ist, und unter Vernachlässigung der Neigung Gletscheroberfläche gegen Untergrund ergibt sich hieraus für $v_1 = 3580\text{ m/sec}$; $v_2 = 5100\text{ m/sec}$ auf dem Hintereisferner, für den Concordiaplatz unter gleichen Bedingungen (Neigung des Untergrundes 10°) $v_2 = 5830\text{ m/sec}$. Der v_2 -Wert auf dem Concordiaplatz ist nahezu derselbe, der sich auf der Pasterze für P' aus der Laufzeitkurve ergab (5850 m/sec). Für $v_1 = 3580\text{ m/sec}$, $v_2 = 5850\text{ m/sec}$ und eine mittlere Gletschertiefe von 295 m ist der Winkel der Totalreflexion bei $\Delta = 440\text{ m}$ erreicht, einer Entfernung, aus der im oberen Profiltail der Pasterze keine Beobachtung vorliegt. Im abwärtigen Teil sind Sprengungen auch in 400 und 500 m Entfernung ausgeführt. Die R/P -Kurve zeigt aber erst ein Maximum, und zwar ihr einziges, wenn auch schwaches ($R = 2P$) bei 600 m . Bei $\Delta = 600\text{ m}$, $h = 300\text{ m}$, $v_1 = 3580\text{ m/sec}$ führt obige Gleichung auf $v_2 = 5000\text{ m/sec}$. Die Geschwindigkeit v_2 wäre also nach beiden Seiten des Profils verschieden. In Übereinstimmung hiermit steht, daß P' im aufwärtigen Profil bei 1600 m als Vorläufer auftritt, im abwärtigen erst bei 1650 m . Es sei darauf hingewiesen, daß die Bergwände zungenwärts sich zum Teil aus Chloritschiefern (z. B. Freiwand) aufbauen, firnseitig aus Gneisen.

Die beobachtete Laufzeitkurve der R_1 -Wellen auf der Pasterze stellt einen Hyperbelast dar, wie er für reflektierte Wellen sich ergeben muß:

$$\left(\frac{T v}{2h}\right)^2 - \left(\frac{\Delta}{2h}\right)^2 = 1.$$

Die Amplitudenkurve zeigt, daß die R -Wellen bei einer bestimmten Entfernung ein Maximum besitzen, das für reflektierte Wellen beim Winkel der Totalreflexion erwartet werden muß:

$$\Delta_{\text{Total}} = \frac{2h v_1}{\sqrt{v_2^2 - v_1^2}},$$

zwei Tatsachen, die dafür sprechen, daß die R -Wellen zu Recht als Reflexionen gedeutet sind. Als dritte, nicht minder wichtige Tatsache, für viele vielleicht

die ausschlaggebende, kommt hinzu, daß die von H. Mothes^{2,3)} aus den R -Laufzeiten für den Hintereisferner berechneten Tiefenwerte auf dieselben Tiefen führt, die H. Hess dort durch Bohrung feststellte.

Aus den Laufzeitkurven R_1 , R_2 wurden nach dem Benndorfschen Satz die Emergenzwinkel berechnet. Ebenso wurde für R_1 und R_2 ein Wechsel in der Richtung des Ausschlags mit Δ festgestellt. Es wird hierauf bei der Besprechung von R_2 eingegangen, die in einer besonderen Arbeit erfolgt.

Die Amplitude von P' . Im Schußseismogramm $\Delta = 1800$ m aufwärts tritt P' als ganze Schwingung vor P auf. Die Amplitude von P' ist $\sim 1/2 P \sim 1/4 U_P$. Hieraus erhellt die Bedeutung, die U_P auch für Lagerstättenforschung hat. Wenn zwei Schichten derart übereinander liegen, daß die schallhärtere zuoberst liegt, wird P' nur mit kleiner Amplitude im bewegten Seismogramm auftreten, wohingegen U_P gestatten wird, eine Laufzeitkurve aufzustellen und die mittlere Tiefenlage der Unstetigkeitsfläche zu bestimmen.

Perioden. In Tabelle 2 sind die Perioden von P , S , R_1 zusammengestellt. Die Perioden von P im unteren Teil des Gletschers sind im wesentlichen konstant ($P = 0.024$ sec), im aufwärtigen Teil zeigen sie eine unregelmäßige Zunahme mit Δ . Der Periodengang mit Δ ist dadurch vielleicht etwas verdeckt, daß mit wachsender Entfernung größere Sprengmengen zur Verwendung kommen. Im allgemeinen dürfte der Einfluß der unterschiedlichen Sprengstoffmenge (2.0 bis 2.9 kg) für unsere Untersuchungen zu vernachlässigen sein. Als Mittel aus sämtlichen Perioden P ergibt sich firnwärts 0.020 sec. Die mittlere Wellenlänge von P beträgt 80 m.

Tabelle 2

Δ m	Spreng- stoff- menge kg	Periode				Δ m	Spreng- stoff- menge kg	Periode			
		P	S	S/P	R			P	S	S/P	R
		sec	sec		sec			sec	sec		sec
Aufwärts						Abwärts					
						400	1.2				0.012
						500	1.22		0.024		0.020
600	2.0	0.014	0.034	2.4	0.014	600	1.2	0.024	0.024	1.0	0.024
800	2.0	0.012	0.034	2.8	0.012	700	2.0	0.024	0.036	1.5	0.020
						800	2.0	0.024	0.042	1.8	0.030
1000	2.4	0.020	0.034	1.7	0.018	900	2.0	0.020	0.036	1.8	0.030
						1000	2.0	0.024	0.044	1.8	0.024
1200	2.4	0.018	0.048	2.6	0.018	1100	2.0	0.022	0.055	2.5	0.020
1400	2.4	0.026	0.048	1.9	0.020	1200	2.0	0.024	0.060	2.5	—
1600	2.9	0.023	0.064	2.8	0.020	1400	2.4	0.024	0.050	2.1	0.024
1800	2.9	0.022	0.078	3.5	0.024	1600	2.6	0.024	0.059	2.5	—
						1650	2.6	0.024	0.074	3.1	—

Die Perioden der S -Wellen lassen sich besonders gut im abwärtigen Teil des Profils verfolgen. Es konnte recht genau eine halbe Schwingungsdauer ausgemessen werden. In obiger Tabelle sind die doppelten Beträge dieser Auswertungsreihe angegeben. Für beide Profilrichtungen zeigen die S -Wellen eine Zunahme

ihrer Periodenlänge mit Δ . Für gleiche Entfernungen stimmen die Perioden gut überein. (Ausnahme $\Delta = 600$ m. Hier ist auch der Unterschied in den Sprengstoffmengen besonders groß, 1.6; 1.0 kg.) Die Wellenlängen schwanken zwischen 40 und 130 m; sie betragen im Mittel wie bei P 80 m.

Bei Erdbebenwellen verhalten sich die Geschwindigkeiten der P - und S -Wellen nahezu umgekehrt wie ihre Perioden:

$$\frac{P_S}{P_P} \sim 1.9; \quad \frac{v_P}{v_S} \sim 1.8.$$

In Tabelle 2 sind hinter den S -Perioden die Verhältnisse S/P aufgeführt. Im Mittel ergibt sich 2.25, das dem Geschwindigkeitsverhältnis $\frac{v_P}{v_S} = 2.14$

nahekommt. Das Verhältnis dieser Verhältnisse $\frac{P_S}{P_P} : \frac{v_P}{v_S}$ ist für Erdbebenwellen und für Eisbebenwellen dasselbe (1.05). Die Energie der S -Wellen dürfte im wesentlichen gleich der Energie der P -Wellen sein. Zur genauen Entscheidung dieser und anderer interessanter Fragen müssen in mächtigem und homogenem Eis Beobachtungen mit allen drei Raumkomponenten ausgeführt werden.

Die Perioden der R -Wellen sind von gleicher Größe wie die der P -Wellen, trotzdem sie den größeren Weg $s = 2 \sqrt{\frac{\Delta^2}{2} + h^2}$ durchlaufen müssen und deshalb nach den Erfahrungen bei den Perioden der direkten Wellen mit einer größeren Periode als bei den P -Wellen zu erwarten sind. Im aufwärtigen Teil zeigen auch sie eine Zunahme mit Δ .

Aus der Laufzeitkurve von U_P ¹⁾ folgt, daß bei hydrostatischem Druck von 30 Atm. die Longitudinalwellen noch die gleiche Geschwindigkeit besitzen wie an der Oberfläche. Wir dürfen den Gletscher als eine einheitliche elastische Platte betrachten. Bei der Explosion scheinen vom Sprengherd gleichzeitig lang- und kurzperiodische Wellen gleicher Geschwindigkeit auszugehen. Die kurzen Wellen laufen sich schneller tot als die großen, und so zeigt sich mit wachsender Entfernung ein Vorherrschen der Wellen großer Periode. Eine Abhängigkeit der Geschwindigkeit von der Wellenlänge, derart, daß zu großen Wellenlängen kleine Geschwindigkeiten und umgekehrt zu kleinen Wellenlängen große Geschwindigkeit gehört, wurde nicht festgestellt.

Literatur

¹⁾ B. Brockamp u. H. Mothes: Seismische Untersuchungen auf den Pasterze-gletscher. I. Zeitschr. f. Geophys. 6, Heft 8.

²⁾ H. Mothes: Seismische Dickenmessungen von Gletschereis. Ebenda 3, Heft 4 (1927).

³⁾ Derselbe: Neue Ergebnisse der Eisseismik. Ebenda 5, Heft 3 bis 4.

Beiträge zur Methode der Radioaktivitätsuntersuchungen in der angewandten Geophysik *)

Von **Ferdinand Müller** in Kassel-Wilhelmshöhe — (Mit 3 Abbildungen)

Eine Reihe von Versuchsbedingungen, welche bei Radioaktivitätsuntersuchungen wesentlich zu beachten sind, wird besprochen, neue methodische Maßnahmen werden beschrieben und der Anwendungsbereich dieser Untersuchungen als geophysikalisches Aufschlußverfahren näher begrenzt.

In der angewandten Geophysik nehmen Radioaktivitätsuntersuchungen in der Reihe der für die Klärung geologischer Problemstellungen in Frage kommenden physikalischen Meßmethoden eine vielfach empfohlene Stellung ein. Es ist klar, daß solche Messungen nur dann von Nutzen sein und brauchbare Resultate liefern können, wenn meßbare physikalische Unterschiede in der Verteilung der radioaktiven Substanzen an bestimmte geologische Gegebenheiten gebunden sind, und wenn vor allem die geologisch bedingten Unterschiede alle möglichen äußeren Einflüsse anderer Herkunft, wie sie gerade bei Messungen dieser Art bekannt sind (meteorologische Faktoren u. a. m.), beträchtlich überwiegen bzw. trotz Überlagerung durch andere Faktoren sich erhalten. Die hauptsächlichsten Arten meßtechnischen Vorgehens auf diesem Gebiete hat der Verfasser an früherer Stelle dieser Zeitschrift¹⁾ beschrieben und dabei einige Beispiele von Messungen über geologisch ausgezeichneten Stellen mit anomalen Anhäufungen radioaktiver Substanzen gegeben. Die nachfolgenden Ausführungen sollen nun weitere Beiträge zur Meßtechnik und über das Anwendungsgebiet dieser Methode als geophysikalisches Aufschlußverfahren geben.

Zunächst einiges zu der eingangs erwähnten hervorgehobenen Hauptfrage der Reproduzierbarkeit der Messungen bzw. der gemessenen Effekte! Grundbedingung für die Erfüllung dieser Forderung ist natürlich, von gleichen Versuchsbedingungen, soweit das experimentell möglich ist, auszugehen, oder bei Wechsel derselben unter Beobachtung aller Faktoren, welche veränderte Bedingungen herbeiführen, die Messungen so zu gestalten, daß sie vergleichbar bleiben. Bezüglich der äußeren Ausgangsbedingungen, welche durch den Boden selbst oder die zu untersuchenden Gesteine gegeben sind, ist zu beachten, daß die natürliche Boden- und Gesteinsaufarbeitung unter dem Einfluß von Verwitterung, Auslaugung usw., das chemische Verhalten, das Porenvolumen, der Wassergehalt, das Gefüge, die Korngröße u. a. m. außerordentlich wechselvolle Bedingungen in sich bergen. Insbesondere sei auf das damit zusammenhängende Absorptionsvermögen für radioaktive Emanationen hingewiesen! Welche Größenordnung dasselbe erreicht, zeigen beispielsweise

*) Für die stete Förderung seiner Arbeiten ist der Verf. der Abteilung für geophysikalische Lagerstättenforschung der Firma Piepmeyer u. Co., Komm.-Ges. in Kassel-Wilhelmshöhe zu großem Dank verpflichtet.

die Untersuchungen von Markl über die Emanationsabgabe von Pechblende und deren Rückständen²⁾, wobei sich ergab, daß bei trockenen Rückständen nur etwa 2% des theoretischen Wertes der frei werdenden Radiumemanation an die Luft abgegeben wurden, ein Hinzufügen von Seesand zu den Rückständen aber die Absorption weiter erhöhte. Die Emanationsabgabe verdoppelte sich bei Anfeuchten der Rückstände mit Wasser. Von dem starken Wechsel des Absorptionsvermögens für Emanationen innerhalb gleichbleibender Schichten ohne besonderen Wechsel des Emanationsgehaltes konnte der Verfasser sich wiederholt überzeugen. So ergaben z. B. Messungen des Emanationsgehaltes der Bodenluft nach der Methode des Ansaugens derselben in eine Ionisierungskammer für Verwitterungsböden

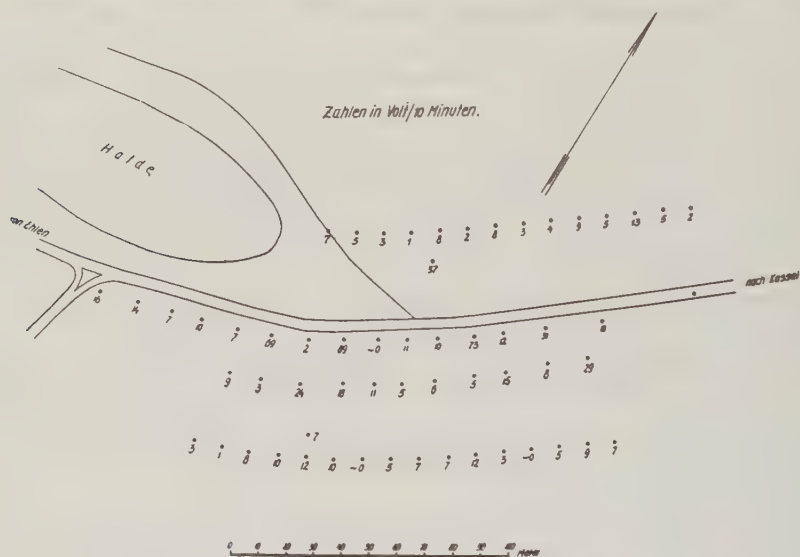


Fig. 1

von Basalten und Tuffen zahlreiche, regellos zerstreute, aber nur eng begrenzte Stellen erhöhten Emanationsgehaltes (wenige Quadratmeter), und zwar wiederholt reproduziert, welche sich nicht mit tektonischen Störungen in Zusammenhang bringen ließen. Ein Beispiel davon gibt Fig. 1, in welcher die anomalen Stellen mit den erhaltenen Zerstreungswerten in Volt/10 Minuten verzeichnet sind. Wurden jedoch an denselben Stellen in geeigneter Weise Bodenproben entnommen und jeweils gleiche Gewichtsmengen im Glühröhr entgast, so trat eine völlige Änderung im Meßbefunde, häufig gar eine Umkehr der Effekte ein, die vorher „inaktiven“ Stellen wiesen entweder einen beträchtlich höheren Emanationsgehalt auf als die „aktiven“ oder hatten wenigstens fast die gleichen Werte; jedenfalls waren die relativen Unterschiede zwischen den einzelnen Meßsorten gegenüber den mit der ersten Methode erhaltenen Werten völlig verwischt und prozentual nur noch

verhältnismäßig verschieden. Die gleichen Beobachtungen, jedoch in geringerem Ausmaße, wurden an tertiären Tonen und Sanden sowie stark verwittertem Buntsandstein bei Abwesenheit tektonischer Störungen gemacht. Wurde in der gleichen Weise über Verwerfungen gemessen, so ergaben beide Methoden regelmäßig entsprechend gleiche Resultate, anomale Häufungen von Emanation zusammenfallend mit dem Verlauf der Störungen.

Als weitere äußere Bedingungen starker Veränderlichkeit sind meteorologische Vorgänge und von ihnen abhängende Zustände des Bodens zu beachten. Solange es freilich möglich war, die Untersuchungen auf Messungen des Emanationsgehaltes der Bodenluft aus 2 m oder größerer Teufe zu stützen, wie beispielsweise bei sandigen und tonigen Schichten als oberste Decke, wurden reproduzierbare, nur um ein paar Prozent schwankende Resultate erhalten. In allen anderen Fällen, in denen aus äußeren oder methodischen Gründen diese Teufe sich nicht erreichen ließ, gingen meteorologisch bedingte Schwankungen (dieses im weitesten Sinne verstanden) in die Messungen ein. Es handelt sich hierbei ja um altbekannte Tatsachen, doch seien einige kurze Bemerkungen erlaubt. Schnell vor sich gehende Luftdruckschwankungen, insbesondere bei fallendem Luftdruck, schaffen völlig veränderte Verhältnisse, so daß zwei unmittelbar aneinander anschließende Messungen nicht mehr vergleichbar sind. Überhaupt ist es erforderlich, den Gang des Luftdrucks vor und während der Messungen stets mitzubeobachten und bei Änderungen desselben durch Wiederholungen an bereits vermessenen Stellen von der Größenordnung des Einflusses dieser Schwankungen auf den durch die Messungen erfaßten Emanationsgehalt der Bodenluft sich zu überzeugen. Auch zeitlich weiter auseinander liegende Messungen müssen, falls sie untereinander verglichen werden sollen, auf diese Weise kontrolliert werden. Andere Faktoren, wie Temperaturgang der Außenluft, Sonnenbestrahlung des Bodens, sind ebenfalls wesentlich zu beachten. Sonnenbestrahlte und beschattete Stellen geben beispielsweise sogar in allernächster Nachbarschaft erheblich verschiedene Ausgangsbedingungen ab. Entsprechendes ist natürlich ebenso bei zeitlich auseinander liegenden Wiederholungsmessungen zu berücksichtigen. Schließlich sei noch auf den erheblichen Einfluß der Bodenfeuchtigkeit, des Frostes, von Schneedecken u. a. m. hingewiesen.

Die soeben behandelte Kategorie von Änderungen in den äußeren Versuchsbedingungen beherrscht, wie oben hervorgehoben, fast alle üblichen Wege methodischen Vorgehens. Besonders stark wird begreiflicherweise die sogenannte „Kastenmethode“, bei welcher ein unten offener Kasten als Ionisierungsraum dem Boden aufgesetzt wird, davon betroffen. Doch auch die Bohrlochmethode, bei welcher in den Boden getriebene Bohrlöcher als Ionisierungsraum dienen, zeigte sich bei sämtlichen Untersuchungen, wenn auch in bedeutend geringerem Maße als die Kastenmethode, so doch immer noch wesentlich beeinflusst; darin trat auch keine Änderung ein, ob nun die Bohrlöcher unmittelbar nach dem Treiben derselben untersucht oder erst zwecks Herbeiführens eines „stationären Zustandes“ kürzere oder längere Zeit entsprechend verschlossen sich selbst überlassen wurden. Die

Messung der vom Boden ausgehenden durchdringenden Strahlung soll nach Bogoiavlensky³⁾ von meteorologischen Faktoren bis auf 3% Schwankungen unabhängig sein; weitere Untersuchungen hierüber bei den verschiedensten Bodenverhältnissen wären erwünscht. Für Untersuchungen auf Grund von Messungen des Emanationsgehaltes von Bodenluftproben, welche geringeren Teufen als 2 m entstammten, wurden bei 1 m Teufe bereits kleinere Schwankungen gefunden als bei der Bohrlochmethode, soweit überhaupt natürlich ein Vergleich bei der erheblichen Verschiedenheit der Methoden anstellbar ist.

Den Versuchsbedingungen, welche durch den Meßvorgang selbst gegeben sind, ist ebenfalls besonderes Augenmerk zuzuwenden. Es genügt nicht, für alle untereinander zu vergleichenden Messungen dieselbe Beobachtungsdauer zugrunde zu legen bzw. dieselben auf gleiche Zeiten umzurechnen; es ist ferner nicht ausreichend, jeweils von der gleichen Aufladung des Instrumentes auszugehen; sondern es ist äußerst wichtig, sämtliche Messungen auf den gleichen Ionisierungszustand, auf die gleiche Sättigung zu beziehen. Solange natürlich die normalen und anomalen „Zerstreuungswerte“ größenordnungsmäßig nicht erheblich voneinander abweichen, bleiben Meßreihen in sich vergleichbar. Jedoch

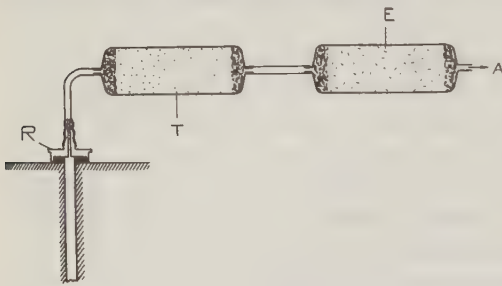


Fig. 2

Untersuchungen im Frankenalde bei Probstzella antraf (s. die nebenstehende Tabelle!), lassen infolge des ungleichen Ionisierungszustandes keinen Vergleich mehr zu.

Um nun doch zu vergleichbaren Resultaten zu kommen, hat der Verfasser folgende Methode*) ausgebaut: Nach vorhergegangenen Orientierungsmessungen nach der Methode

des Ansaugens der Bodenluft in eine besondere Ionisierungskammer wird an jedem Meßpunkt ein bestimmtes Quantum Bodenluft — Menge derselben jeweils von der Stärke der Aktivität abhängig — mittels eines Aspirators *A* durch eine Anordnung gesaugt, welche im Schema aus den in Fig. 2 dargestellten Teilen besteht, einem Elster- und Geitelrohr *R*, das gleichzeitig als Erdbohrer ausgebildet ist⁴⁾, einem Trocknungs- und Entstaubungsrohr *T* (mit beiderseitigem Wattebausch und Chlorcalcium) und einem Absorptionsrohr *E* mit einer jeweils gleichen Gewichtsmenge eines Absorptionsmittels für Emanationen. Als Absorptionsmittel wurden u. a. benutzt: Aktivkohle von J. G. Farben,

*) Diese Gedankengänge hat der Verfasser unter Hinzufügen methodischer Bemerkungen bereits auf der Hamburger Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft 1928 vorgetragen.

Norit [XXX und Supra*)] von der Allgemeine Norit Maatschappij und ein Kieselsäuregel von I. G. Farben**). Wesentlich ist dabei, daß Emanation quantitativ absorbiert und schon bei verhältnismäßig geringem Erhitzen quantitativ wieder ausgetrieben werden kann, was bei dem Kieselsäuregel erfüllt war, oder falls diese Bedingungen, insbesondere die letztere, nicht völlig zu erfüllen sind, daß Absorption und Entemanierung wenigstens bis auf kleine Reste möglich und vor allem konstant sind; das traf bei beiden erwähnten Kohlearten zu, wobei allerdings zu beachten ist, Feuchtigkeitseinflüsse ganz auszuschalten. An emanationsreichen Stellen wird wenig Bodenluft über das Absorptionsmittel geleitet, je nach dem Gehalt 2 bis 10 Liter, an den emanationsarmen Stellen bis zu 50 Liter, so daß möglichst schon an allen Meßpunkten annähernd die gleiche Emanationsmenge absorbiert wird. Zwecks roher Orientierung über die absorbierte Menge kann nun für jeden Meßpunkt der Inhalt des Absorptionsrohres in gleichmäßiger Schicht in einer Plattenkondensatoranordnung ausgebreitet und kurz auf seine Zerstreuung geprüft werden. Für die endgültige Messung werden die Absorptions-

Tabelle 1

Meßpunkt Nr.	Spannungs- abfall	Entladungs- zeit
1	36 Volt	10 Minuten
2	20 „	10 „
4	97 „	30 Sekunden
5	98 „	30 „
7	214 „	30 „
9	10 „	10 Minuten

körper wieder entgast, die Gase in einer Ionisierungskammer aufgefangen und in bekannter Weise auf ihren Emanationsgehalt geprüft. Zweckmäßig ist ein Anschluß an eine Normallösung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt. Ist bei geringen Luftproben die Zerstreuung noch zu groß, so ist eine weitere Verdünnung mit inaktiver, vorher geprüfter Luft notwendig. Auf diese Weise läßt es sich erreichen, nur Proben gleichen Emanationsgehaltes der Untersuchung zu unterwerfen und damit immer die gleiche Sättigung zu erzielen. Daß die Zeitpunkte der Probeentnahme und endgültigen Messung entsprechend zu berücksichtigen sind, dürfte selbstverständlich sein.

Die Untersuchungen über die Anwendbarkeit von Radioaktivitätsuntersuchungen als geophysikalisches Untersuchungsverfahren dürften nach den Erfahrungen des Verfassers noch nicht abgeschlossen sein. Mit den bisher üblichen Methoden stellt man auch an geologisch nicht ausgezeichneten Stellen mitunter

*) Für die freundliche Überlassung reichlicher Proben zu den grundlegenden Versuchen ist der Verfasser der Maschinenfabrik Sangerhausen A.-G. in Sangerhausen zu großem Dank verpflichtet.

**) Auch hier hat der Verfasser für das Zurverfügungstellen einer beträchtlichen Probe der I. G. Farben A.-G. in Frankfurt a. M. besonders zu danken.

Anomalien in der Verteilung der radioaktiven Substanzen fest, welche sich jedoch bei Hinzuziehen weiterer meßtechnischer Maßnahmen auf lokale physikalische Verschiedenheiten ohne geologische Bedeutung zurückführen lassen. Verwerfungen und Spalten größeren Ausmaßes dagegen wurden regelmäßig von anomalen Anhäufungen radioaktiver Substanzen begleitet gefunden; ihre Feststellung gelang auch unter erheblichen Bedeckungen durch Lockermassen. Es mag hier eingefügt werden, daß Verwerfungen und Spalten infolge der sie begleitenden Zerklüftung usw. wohl vielfach nur als Stellen lokal erleichterten Emanationsaustrittes in Anspruch zu nehmen sind. Das wird im allgemeinen der Fall sein, wenn Gesteine

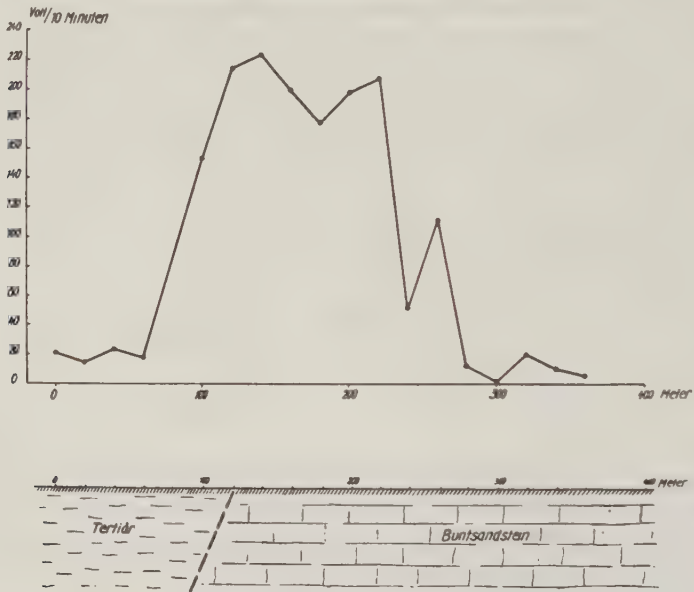


Fig. 3

gleichen oder ähnlichen Gefüges und gleicher Durchlässigkeit für Wasser beiderseits der Störung vorhanden sind. Dabei können dann sekundäre Maxima mit Nebenspalten zusammenhängen. Lagern jedoch beiderseits der Störungen Gesteine verschiedener Art, insbesondere ungleicher Durchlässigkeit für Wasser, so werden häufig auch Anreicherungen von Muttersubstanzen der radioaktiven Emanationen die Aktivitätserhöhungen mitbedingen. Hierfür kann vielleicht als Beispiel das in Fig. 3 dargestellte Ergebnis einer Messung über eine Verwerfung bei Ober-Kaufungen, Bez. Kassel, herangezogen werden, wo tertiäre Tone gegen Buntsandstein verworfen sind. Die Verwerfung ist hier zugleich Quellenlinie, die auffallend breite Zone liegt größtenteils über dem Buntsandstein, aus welchem hier Wasser für eine Trinkwasserversorgung entnommen wird.

Während man offenbar als Regel angeben kann, daß Verwerfungen und Spalten größeren Ausmaßes von Aktivitätserhöhungen begleitet sind, so ist bezüglich der Gangvorkommen einschränkend nur festzustellen, daß sie häufig Anreicherungen von radioaktiven Substanzen enthalten, daß solche Anreicherungen aber auch in vielen Gängen fehlen. Es gibt hier alle Arten von Übergängen, von den Gängen mit sichtbaren Anhäufungen über solche mit nicht mehr sichtbaren, aber elektrometrisch noch gut nachweisbaren bis zu den Gangvorkommen, welche bezüglich des Radioaktivitätsgehaltes nicht mehr ausgezeichnet sind. Hier bestimmte Regeln oder wenigstens allgemein zusammenfaßbare Beobachtungen zu geben, scheint dem Verfasser auf Grund des ihm vorliegenden und bekanntgewordenen Materials zum mindesten verfrüht. Noch unübersichtlicher liegen offenbar die Verhältnisse bei anomalen Anreicherungen in Begleitung von Erzlagern oder als Imprägnationen in Schichten.

Die Weiterführung des Radioaktivitätsverfahrens durch Koenigsberger⁵⁾ zur Mächtigkeitsbestimmung von Deckschichten über Spalten oder dergleichen bewährte sich bei homogenem Material derselben im allgemeinen gut, vorausgesetzt allerdings, daß die Ausgangsbedingungen jederzeit beachtet und herangezogen wurden.

Auf Grund der oben mitgeteilten Beobachtungen und Folgerungen erscheint die Bedeutung von Radioaktivitätsuntersuchungen als geophysikalisches Aufschlußverfahren herabgemindert; ihr Anwendungsbereich ist zwar auf die Feststellung und Verfolgung von Verwerfungen und Spalten beschränkt und erstreckt sich nur teilweise auf die Untersuchung von Gangvorkommen und die Klärung anderer Fragen; auch ist der für sie erforderliche Zeitaufwand in vielen Fällen erhöht; aber innerhalb dieses Bereiches bleiben sie ein brauchbares und billiges Verfahren und stellen somit eine wertvolle Ergänzung der physikalischen Untergrundforschung dar.

Literatur

¹⁾ Ferd. Müller: Zeitschr. f. Geophys. **3**, 330 (1927). Siehe auch J. N. Hummel: Radioaktive Methoden. In „Handb. d. Experimentalphys.“ **25**, III. Teil. Leipzig 1930.

²⁾ J. Markl: Phys. Zeitschr. **28**, 10 (1927).

³⁾ L. Bogoiavlensky: Bull. Inst. Prakt. Geophys. Leningrad **1**, 184 (1926).

⁴⁾ A. Gockel: Die Radioaktivität von Boden und Quellen, S. 55. Braunschweig 1914.

⁵⁾ J. Koenigsberger: Zeitschr. f. Geophys. **4**, 76 (1928).

Kassel-Wilhelmshöhe, den 15. März 1931.

Eine Apparatur zur Erzeugung und Messung niederfrequenter elektromagnetischer Wechselfelder

Von **Max Müller** — (Mit 8 Abbildungen)

(Gehört zu den geophysikalischen Forschungsarbeiten der Reichsanstalt für Erdbebenforschung mit Unterstützung der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft.)

Wird im Erdinnern durch einen elektrischen oder magnetischen Dipol von periodisch wechselndem Moment ein primäres elektromagnetisches Feld erregt, dann wird von letzterem durch Induktion stets ein in der Phase verschiedenes und mit der Leitfähigkeit und Frequenz zunehmendes Sekundärfeld erzeugt. Das entstehende resultierende Feld ist dann bekanntlich nicht linear, sondern elliptisch polarisiert, und weicht um so mehr vom Verlauf stationärer Felder ab, je höher die Stromfrequenz ist. Zur erschöpfenden Darstellung von Wechselfeldern sind dann neben Intensitäts- und Richtungsmessungen auch noch Phasenmessungen erforderlich, welche, ohne wesentlich neue Aufschlußmöglichkeiten zu eröffnen, die Durchführung der Feldarbeiten bedeutend erschweren. In vielen Fällen kommt die in der bisherigen Literatur leider völlig unbeachtete Schwierigkeit noch hinzu, daß sich dem Begriff der Phase wegen der Anisotropie der Gesteinsmedien nicht die übliche elektrotechnische Definition zugrunde legen läßt. Dazu kommt noch, daß Phasenmessungen lediglich die Phasenänderung an der Erdoberfläche wiedergeben, während der Verlauf der Phase im Innern des Beobachtungsmediums nicht erfaßt werden kann. Wir können ihn lediglich theoretisch für den idealisierten Fall verfolgen, daß sich ein homogenes Strömungsfeld in einem unendlich homogenen und isotropen Medium befindet. Die Bedingung dafür, daß sich Amplitude und Phase des Feldes bis zur Tiefe d nur wenig ändern, ist dann nach Abraham bekanntlich:

$$\frac{\nu}{c} d \sqrt{\frac{4\pi\sigma}{\nu}} = \beta,$$

wobei ν die Frequenz, σ die Leitfähigkeit und β die Dämpfung bedeuten. Setzen wir $\beta = 10^{-1}$, so ergibt sich für d :

$$d \approx \frac{3 \cdot 10^9}{2\sqrt{\pi\sigma\nu}}.$$

In der Tabelle 1 ist die Tiefe d , innerhalb deren die Dämpfung nur 10^{-1} beträgt und die Phasenänderung somit gering ist, in Abhängigkeit von Frequenz und Leitfähigkeit eingetragen.

Um nun mit stationären Verhältnissen rechnen und Beweise für die in der Literatur bekannten Rechnungshypothesen führen zu können, ist es notwendig,

die Stromfrequenz so tief zu wählen, daß das zu untersuchende Medium die Tiefe d nicht überschreitet. Als weitere Forderung kommt noch hinzu, daß das Untersuchungsobjekt in großem Abstand von der Dipolachse liegt. Zu einem homogenen Strömungsfeld wird man aber immer nur mittels niederfrequenter Ströme gelangen können, da die Reichweite (Eindringungstiefe) der Wechselströme, wie aus Messungen des Verfassers hervorgeht, sowohl in horizontaler wie in vertikaler Richtung, proportional der Quadratwurzel aus der Leitfähigkeit und umgekehrt

Tabelle 1

Leitfähigkeit	$\sigma = 5 \times 10^{17}$	$\sigma = 10^{10}$	$\sigma = 10^8$	$\sigma = 10^6$
$\nu = 10000$	$6.3 \cdot 10^{-3}$	0.32 m	3 m	31.7 m
$\nu = 5000$	$8.9 \cdot 10^{-3}$	0.45	4.5	44.8
$\nu = 1000$	$2 \cdot 10^{-2}$	1	10	100
$\nu = 500$	$2.8 \cdot 10^{-2}$	1.41	14.1	141
$\nu = 100$	$6.32 \cdot 10^{-2}$	3.16	31.6	316
$\nu = 10$	$2.20 \cdot 10^{-1}$	10.25	102.5	1025

proportional der Quadratwurzel aus der Frequenz ist, in Übereinstimmung mit der Theorie Haberlands (Haberlands Theorie der Leitung von Wechselstrom durch die Erde, Zeitschr. f. angew. Math. u. Mechanik 1926). Die Eindringungstiefe K auf der Mittelsenkrechten zur elektrischen Dipolachse berechnet sich nach der Formel

$$K = \sqrt{\frac{\sigma}{4\pi\omega}}.$$

Man erkennt daraus leicht den mit wachsender Frequenz zunehmenden Skin-effekt und sieht, daß zur Erzielung einer Eindringungstiefe von einigen Hundert Metern bei normaler Erdleitfähigkeit bereits niederfrequente Ströme unter 100 Hertz erforderlich sind.

Es wäre aber verfehlt, die Vorteile der niederfrequenten Ströme lediglich in der Erhöhung der Eindringungstiefe und der Möglichkeit der Erzeugung weitgehend homogener und stationärer Felder erblicken zu wollen. Wie Messungen des Verfassers zeigen, erweisen sich niederfrequente Wechselfelder als besonders geeignetes Mittel zur Erforschung der Feinstruktur und speziell der Anisotropie des Untergrundes. Die Leitfähigkeit der Erdschichten ist in vielen Fällen, wie Versuche mittels niederfrequenter Ströme ergeben haben, weitgehend richtungsabhängig. Feldmessungen mittels 500 periodiger Ströme ergaben oftmals nur wegen des Auftretens von Verschiebungsströmen und Wirbelfeldern eine scheinbare Isotropie. Dadurch ist der Anwendungsmöglichkeit der elektrischen Methoden eine sehr enge Grenze gesetzt.

Im Vordergrund des Interesses steht daher zuerst die Entwicklung einer praktisch brauchbaren Feldapparatur zur Erzeugung und Messung niederperiodiger elektromagnetischer Wechselfelder, welche den ganzen Frequenzbereich 5 bis 10^3 Hertz umfaßt.

Die Apparatur. A. Der Generator. Bis heute bediente man sich zur Erzeugung der Wechselfelder zumeist eines Maschinenaggregats. Der Nachteil von Maschinenaggregaten, welche für 500 periodigen Wechselstrom gebaut werden, ist neben einer erheblichen Inkonstanz in der Betriebsweise vor allem, daß sich ihre Frequenz nur in einem sehr kleinen Bereich zwischen 400 und 500 Hertz verändern läßt. Ferner ist zur Anpassung der Klemmenspannung an den Widerstand des Verbrauchers ein Stufentransformator erforderlich, der zur Vermeidung von Oberschwingungen so dimensioniert sein muß, daß im Primärkreis kein Vorschaltwiderstand erforderlich ist. Die Erzeugung niederfrequenter Ströme beliebiger Periode von 5 bis 500 Hertz ist auf maschinellm Wege unmöglich.

Um diesen Übelstand zu beseitigen, ist der Verfasser schon vor längerer Zeit dazu übergegangen, ein von konstanter Stromquelle (Akkumulatorenbatterie oder Trockenbatterie) gespeistes Schwingaudion zur Stromerzeugung zu verwenden, dessen Frequenz beliebig zwischen 5 und einigen 100 Hertz verändert werden kann. Die Prinzipschaltung zeigt die Fig. 1. Die Rückkopplung erfolgt kapazitiv.

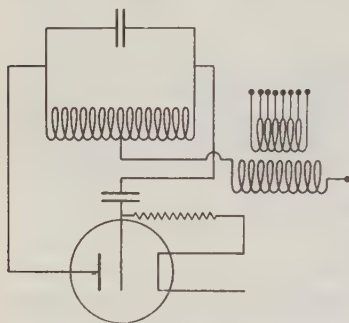


Fig. 1

Die Anodenstromquelle und der Belastungswiderstand (z. B. der Erdwiderstand) liegen zwischen Kathode und Mittelanzapfung der Induktionsspule, um eine Dämpfung der Schwingungen zu vermeiden. Die Schaltung hat den Vorteil, daß der Erdwiderstand nicht im Schwingungskreis liegt. Selbst hohe Erdübergangswiderstände von einigen 1000 Ohm fallen gegenüber dem induktiven Widerstand des Schwingungskreises und dem inneren Röhrenwiderstand nicht mehr ins Gewicht. Bei

der Durchführung praktischer Feldmessungen hat man daher den großen Vorteil, beim Niederbringen von Sonden nicht an die Auswahl feuchter Stellen gebunden zu sein und die Strömungsbasis beliebig gegen die Hauptleitfähigkeitsrichtungen der Gesteinsschichten orientieren zu können.

Wird der Strom nicht direkt der Erde zugeleitet, sondern induktiv dem Untergrund übertragen, so verwendet man am besten zwischen Anodenbatterie und Mittelanzapfung der Induktionsspule des Schwingungskreises einen Abwärtstransformator, dessen Sekundärspule nach einem Exponentialgesetz gewickelt und dessen Sekundärimpedanz durch stufenweise Abzapfung der Sekundärwicklung dem jeweiligen Belastungswiderstand angepaßt werden kann. Ist der Widerstand des Kabels und der Speiseleitung klein (5 bis 10 Ohm), so genügt eine Senderleistung von einigen Watt bereits, um Kabelströme von einigen Hundert Milliampères zu erzeugen. Diese Stromstärke reicht für viele induktive Messungen aus, weil die Intensität des Magnetfeldes nur von der Stromstärke und nicht von der Leistung abhängt.

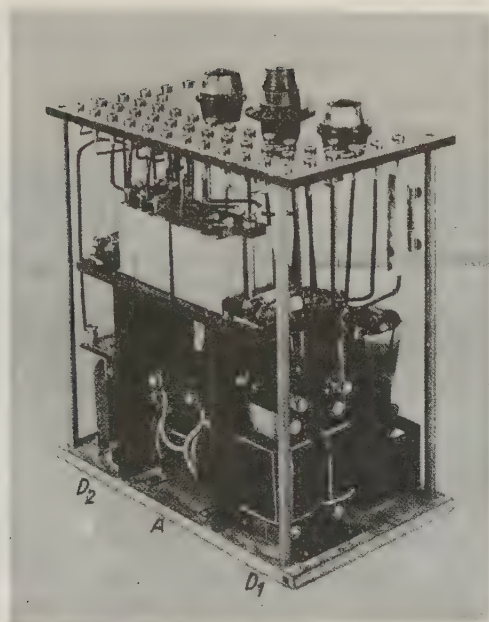


Fig. 2

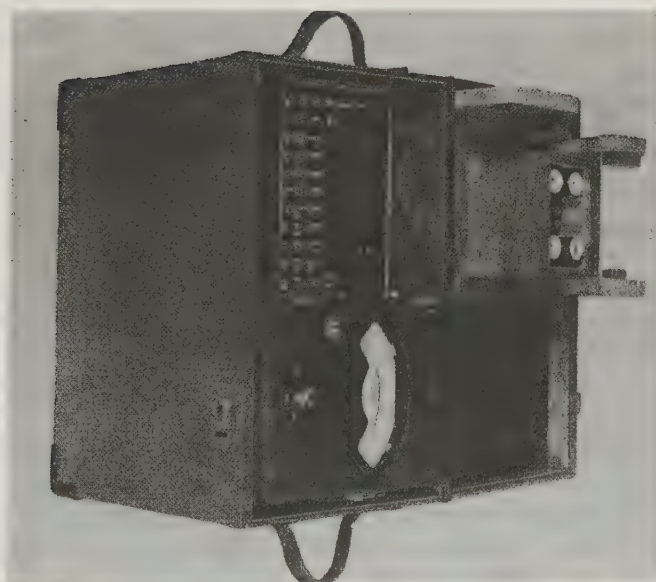


Fig. 3

Die Fig. 2 zeigt den Sender. Als Senderröhren dienen vier parallel geschaltete Telefunkenröhren RE 134, als Induktionsspulen Gegentaktdrosseln mit einer Induktivität von 20 bzw. 20 bis 100 Henry. Die beiden Spulenhälften sind gegenphasig gewickelt, um eine Streuung nach außen zu verhindern. Die Abstimmung erfolgt mittels Kondensatoren; auch der Gitterkondensator kann verändert und entsprechend der jeweiligen Stromfrequenz variiert werden. Der Generator ist mittels eines Metallgehäuses statisch geschützt. Der Strom wird auf der Sekundärseite eines Ausgangstransformators mittels eines Gleichstrommilliamperemeters mit vorgeschaltetem Vakuumthermoelement gemessen. Die Gesamtansicht gibt die Fig. 3. Die Stromquellen sind bereits eingebaut. Der Sender ist leicht transportfähig und bedarf im Betriebe keiner Wartung. Der Strom bleibt auf $1\frac{0}{1000}$ konstant.

Die Stromfrequenz, welche unabhängig von der Belastung ist, kann zwischen 5 und 10^3 Hertz beliebig verändert werden. Die Erzeugung noch tieferer Frequenzen würde keine prinzipiellen Schwierigkeiten machen.

Zur Frequenzmessung werden die Wechselströme am besten mittels eines Saitengalvanometers registriert, wobei ein Stimmgabelunterbrecher als Zeitmarkierer dient*). Großes Gewicht wurde auf die Bestimmung der Kurvenform gelegt, die das Auftreten von Oberschwingungen die Meßergebnisse bekanntlich weitgehend beeinflußt. In diesem Zusammenhang sei noch bemerkt, daß sich mit der bekannten Dreipunktschaltung im Frequenzbereich unter 100 Hertz keine sinusförmigen Schwingungen herstellen lassen.

B. Der Kraftverstärker. Die Erzeugung sinusförmiger Schwingungen bis zu einer Endleistung von einigen Watt bereitet keine Schwierigkeiten. Geht man aber zu höheren Senderleistungen über, dann treten infolge zu starker Vormagnetisierung der Eisendrosseln im Schwingungskreis des Generators Oberschwingungen auf, die sich mittels Siebketten nur auf sehr kostspielige Weise beseitigen lassen.

In viel einfacherer Weise läßt sich die Ausgangsleistung mit Hilfe eines Kraftverstärkers erhöhen, dessen Steuergitterspannung von dem beschriebenen Röhrengenerator geliefert wird. Die Prinzipschaltung zeigt die Fig. 5, ein Lichtbild die Fig. 4. Die Kraftverstärkerröhren sind hier lediglich als Gleichstromwechselstromumformer anzusehen, welcher unter dem Einfluß der am Steuergitter liegenden Wechselspannungen den von der Anodenstromquelle gelieferten Gleichstrom in einen sinusförmigen Wechselstrom von der Frequenz des Röhrengenerators verwandelt. Man erreicht auf diese Weise, daß die Frequenz unabhängig von der Belastung ist.

Der Kraftverstärker ist mit sechs Schirmgitterröhren von je 12 Watt Anodenverlustleistung ausgestattet. Als Anodenstromquelle dient ein von einem Maschinenaggregat gespeister Hochspannungsgleichrichter. Der Durchgriff der Kraftverstärkerlampen beträgt nur 2%, so daß es auch mit kleinen Gitterwechselspannungen

*) O. Meisser u. H. Martin: Zeitschr. f. Geophys. 2 (1926).

bequem gelingt, Anodenwechselspannungen von einigen 100 Volt zu erzeugen. Die Primärimpedanz des Ausgangstransformators beträgt je nach der Stromfrequenz $\frac{1}{3}$ bis $\frac{1}{2}$ des resultierenden Röhrenwiderstandes, womit der theoretisch günstigste Wirkungsgrad von 70% erzielt wird. Um die Sekundärimpedanz

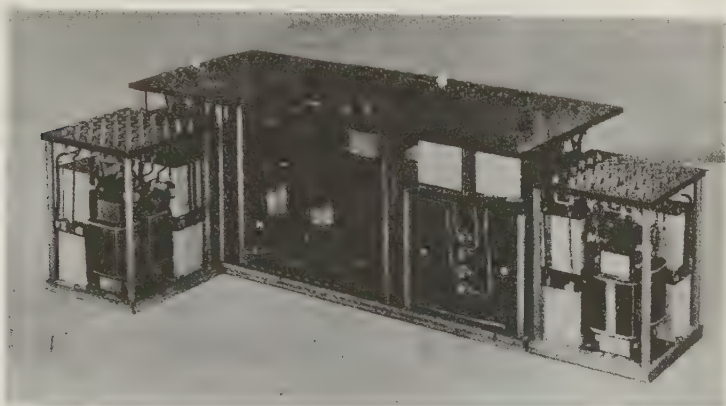


Fig. 4

dem Verbraucherwiderstand anzupassen, ist die Sekundärwicklung wiederum (ähnlich wie beim Ausgangstransformator des Generators) nach einem Exponentialgesetz gewickelt und mehrfach unterteilt. Im Falle einer kleinen Leitungsimpedanz gelingt es leicht, Ströme bis zur Stärke von einigen Ampere zu erzeugen.

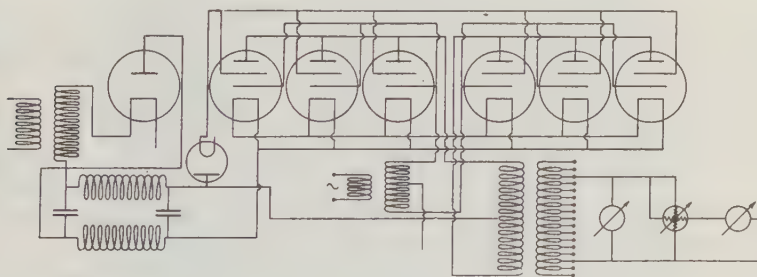


Fig. 5

Die Schutzgitterspannung wird über einen hochohmigen Widerstand in der Weise eingesteuert, daß der Verstärkungsgrad auch bei erheblichen Schwankungen des Maschinenaggregats konstant bleibt. Dadurch gelingt es, die Stromschwankungen im Ausgangskreis auf einige Promille zu reduzieren. Im Betrieb werden Strom, Spannung, Leistung und Phase gemessen.

C. Der Empfänger. Die in der Literatur vielfach beschriebene Abhörmethode, bei welcher die in einer Spule bekannter Windungsfläche induzierte Spannung mittels Verstärker und Telephon gemessen wird, erweist sich für die Bestimmung niederfrequenter Felder als ungeeignet, da der Leistungsverbrauch eines Telephons bekanntlich um so größer wird, je tiefer die Stromfrequenz ist und die Empfindlichkeit des Ohres mit abnehmender Frequenz sehr stark nachläßt. Die Messung von Wechselfeldern unter 16 Hertz ist mittels eines Telephons überhaupt unmöglich. Auch die in der Literatur beschriebene Nullmethode, bei welcher ein mit einem Detektor in Reihe liegendes Galvanometer stets auf gleichen Ausschlag gebracht wird, ist für den Feldgebrauch nicht nur sehr umständlich, sondern mit bedenklichen Fehlerquellen behaftet. Da sich bei der Detektorgleichrichtung der Formfaktor des induzierten Wechselstroms mit der Belastung ändert, ist eine direkte Messung der effektiven Feldstärken unmöglich.

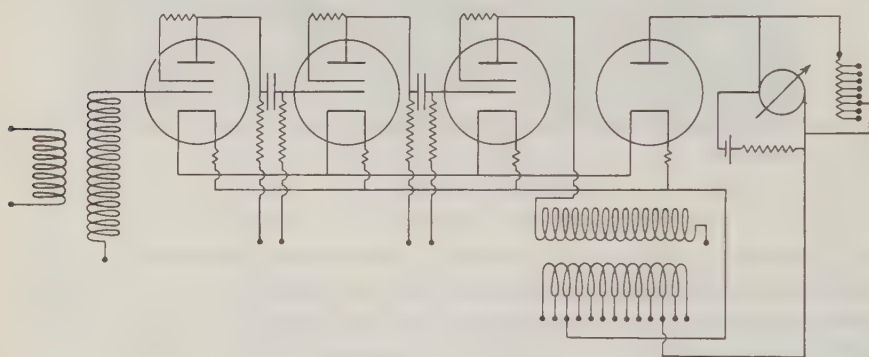


Fig. 6

Die Grundforderungen, die wir an eine elektrische Empfangsapparatur stellen müssen, sind die folgenden:

1. Geradlinige Charakteristik, 2. Unabhängigkeit von subjektiven Einflüssen, 3. hohe Empfindlichkeit, 4. weitgehende Unabhängigkeit des Verstärkungsgrades von einer etwaigen Inkonzanz der Stromquellen, 5. Erfassung der tiefsten Frequenzen, auch unterhalb der Hörbarkeitsgrenze, 6. leichte Kontrollierbarkeit des Wirkungsgrades.

Die genannten Bedingungen lassen sich nur mittels eines mehrstufigen Schirmgitterwiderstandsverstärkers in Verbindung mit einem Röhrengalvanometer geradliniger Charakteristik erfüllen. Die zur Erzielung großer Reichweiten erforderliche Empfindlichkeit beträgt für niederfrequente Felder 10^{-10} Volt pro Skalenteil.

Die Fig. 6 gibt das Schaltschema eines vom Verfasser konstruierten Empfängers. Zur Messung der Intensität des magnetischen Wechselfeldes wird die in einer Spule mit einer Windungsfläche von $2.3 \cdot 10^6 \text{ cm}^2$ mittels eines Transformators

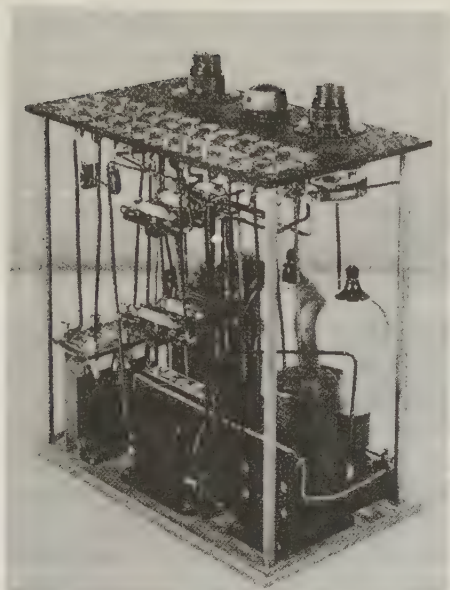


Fig. 7. Empfangsgerät

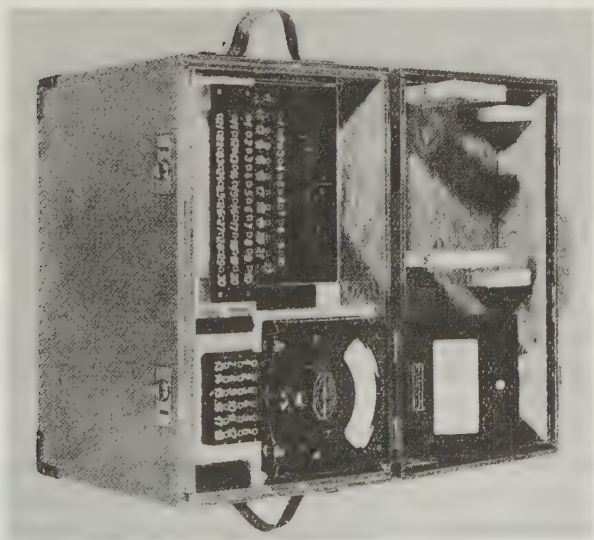


Fig. 8. Empfangsgerät

mit einem dreistufigen Widerstandsverstärker von 10^6 facher Spannungsverstärkung gekoppelt und auf der Sekundärseite des Ausgangstransformators mittels eines mit einer Elektronenröhre in Reihe liegenden Galvanometers gemessen. Die Impedanz der vielfach unterteilten Sekundärspule des Ausgangstransformators (Abwärtstransformator) kann wiederum zur Erzielung eines hohen Wirkungsgrades dem Widerstand des Gleichrichters und Galvanometers angepaßt werden. Das Galvanometer hat eine Empfindlichkeit von $2 \cdot 10^{-7}$ Amp. pro Skalenteil und einen Widerstand von 100 Ohm. Als Maß für die Feldstärke dient der Ausschlag des Galvanometers. Das Meßgerät hat geradlinige Charakteristik. Die Variation der Empfindlichkeit erfolgt mittels eines abstufbaren Nebenschlusses.

Bei der Eichung des Meßgerätes wird an die Primärspule des Eingangstransformators jeweils eine Spannung gelegt, welche von der Größe der bei der Messung in der Empfangsspule induzierten Spannung ist.

Bei der Verstärkung niederperiodiger Ströme hat sich der Widerstandsverstärker dem Transformatorenverstärker gegenüber als überlegen erwiesen. Die Verstärkerleistung einer Röhre ist bekanntlich davon abhängig, daß in ihrem äußeren Anodenkreise eine hohe Wechselstromimpedanz liegt, weil nur dann an das Steuergitter der nachfolgenden Röhre große Wechselspannungsschwankungen abgegeben werden können. Diese Forderung wird von Transformatorverstärkern um so weniger erfüllt, je tiefer die Stromfrequenz ist, da die Wechselstromimpedanz im äußeren Anodenkreise nur noch Bruchteile des inneren Röhrenwiderstands beträgt. Auch eine zusätzliche Spannungserhöhung durch die Transformatoren kommt nicht mehr in Frage, da das Übersetzungsverhältnis der Transformatoren mit sinkender Frequenz sehr stark abnimmt.

Als Fehlerquelle der Transformatorenverstärker kommt noch hinzu, daß das Übersetzungsverhältnis der Zwischentransformatoren anodenstromabhängig ist und eine geringe Änderung der Heiz- oder Anodenspannung den Verstärkungsgrad in weitem Maße beeinflußt. Im Gegensatz dazu ist das Teilverhältnis der Widerstandsverstärker lediglich frequenzabhängig.

Im folgenden wollen wir nun zunächst die Frage der Frequenzabhängigkeit der Spannungsverstärkung der Widerstandsverstärker speziell für niederfrequente Ströme klären. In der Literatur ist schon öfters gezeigt worden, daß bei ganz tiefen Frequenzen durch den Kopplungskondensator der nächsten Röhre ein Abfall der Verstärkung eintreten muß, und es erscheint deshalb notwendig, den Einfluß dieses Kopplungselements im Frequenzbereich unter 50 Hertz zu untersuchen.

Wir denken uns die Röhre durch einen Generator mit der EMK lg/D ersetzt.

Der Generator arbeitet dann über seinen inneren Widerstand auf einen Kreis, der aus dem äußeren Anodenwiderstand r_a besteht. Parallel zum letzteren liegen in Reihenschaltung der Gitterkondensator c_g und der Ableitwiderstand r_g .

Die Spannungsverstärkung ist nun bekanntlich davon abhängig, in welchem Verhältnis die Anodenwechselspannung dem Gitterableitwiderstand der nächst-

folgenden Röhre übertragen wird. In komplexer Schreibweise gilt für das Teilverhältnis v :

$$v = \frac{r_g}{r_g + \frac{1}{j\omega c_g}},$$

woraus sich für den Absolutwert von v die Beziehung

$$v = \frac{\omega r_g c_g}{\sqrt{1 + \omega^2 r_g^2 c_g^2}} \dots \dots \dots (1)$$

ergibt.

Den Verlauf der Gleichung (1) für verschiedene Frequenzen erkennt man aus folgenden Überlegungen. Für sehr kleine Werte von ω wird sich (1) dem Wert Null nähern. Bei tiefen Frequenzen ist die an r_g auftretende Wechselspannung sehr klein, der größte Teil liegt an c_g . Um also das bei tiefen Frequenzen sehr ungünstige Teilverhältnis auf einen möglichst kleinen Frequenzbereich zu beschränken, muß man c_g gegenüber r_g sehr groß wählen. Wir wollen nun an Hand von Zahlenbeispielen den Verlauf von (1) als Funktion der Frequenz für verschiedene $r_g c_g$ verfolgen.

ω	$r_g c_g$	v	ω	$r_g c_g$	v	ω	$r_g c_g$	v	ω	$r_g c_g$	v
100	10^{-2}	0.988	100	10^{-1}	1	100	1	1	100	10	1
50	10^{-2}	0.893	50	10^{-1}	0.997	50	1	1	50	10	1
20	10^{-2}	0.783	20	10^{-1}	0.996	20	1	1	20	10	1
10	10^{-2}	0.59	10	10^{-1}	0.988	10	1	1	10	10	1
5	10^{-2}	0.103	5	10^{-1}	0.893	5	1	0.997	5	10	1
1	10^{-2}	0	1	10^{-1}	0.59	1	1	0.988	1	10	1
0.2	10^{-2}	0	0.2	10^{-1}	0.126	0.2	1	0.783	0.2	10	0.996
0.1	10^{-2}	0	0.1	10^{-1}	0.063	0.1	1	0.59	0.1	10	0.988

Für die Spannungsverstärkung, welche durch das Verhältnis der Gitterspannungen zweier aufeinanderfolgender Röhren definiert ist, gilt dann:

$$\frac{1}{D} \left(\frac{r_a}{r_i + r_a} \right) \frac{\omega r_g c_g}{\sqrt{1 + \omega^2 r_g^2 c_g^2}}.$$

Der Verstärkung sehr tiefer Frequenzen ist nun dadurch eine Grenze gesetzt, daß man r_g nicht beliebig hoch treiben kann. Die Grenze liegt da, wo der Gitterableitwiderstand von der Größe des äußeren oder inneren Gitterwiderstands ist. Der Gitterwiderstand stellt dann einen Nebenschluß zum Ableitwiderstand dar, der die Verstärkerleistung herabsetzt. Die Aussichten, den inneren Gitterwiderstand durch weitergehende Entgasung der Röhren zu erhöhen, sind erfahrungsgemäß gering, so lange die Anodenspannung oberhalb der Ionisierungsspannung liegt.

Von besonderer Wichtigkeit ist die Konstanz des Verstärkungsgrades, die sich in ausreichendem Maße nur durch Verwendung von Schirmgitterröhren erzielen läßt. Geringe Änderungen von Anoden- und Heizspannungen stören nicht, wenn die Schutzgitterspannung entsprechend eingestellt wird. Vor allem aber besitzen Schirmgitterröhren den Vorteil eines kleinen Durchgriffs.

Die oben beschriebene Apparatur wurde durch eine Reihe von Feldmessungen, die an anderer Stelle*) ausführlich beschrieben werden, praktisch mit gutem Erfolg erprobt.

Die Tiefenwirkung der Potentiallinien- und Rahmenmethoden bei geschichtetem Untergrund

Von J. N. Hummel, Göttingen — (Mit 4 Abbildungen)

Der Untergrund bestehe aus zwei horizontalen Schichten, deren untere einen Störungskörper aufnimmt. Es wird der Einfluß der Deckschicht auf das Potentiallinienbild an der Erdoberfläche untersucht. Die Störungsgröße wird mit der des entsprechenden elektromagnetischen Feldes verglichen.

Bei der Aufsuchung von Störungskörpern mittels geoelektrischer Methoden ist es wichtig, zu wissen, bis zu welchen Tiefen sich die Aufschlußmöglichkeiten erstrecken, um beurteilen zu können, welches spezielle Verfahren im jeweils vorliegenden Falle zweckmäßigerweise anzuwenden ist. Diese Frage ist besonders bedeutsam bei der Gegenüberstellung der Potentiallinien- mit den Rahmenmethoden, die beide sonst nahezu den gleichen Anwendungsbereich besitzen, sich aber gerade durch ihre Tiefenwirkung erheblich voneinander unterscheiden können. Nun ist es uns in einer früheren Arbeit bereits gelungen, diesen Vergleich für einen Sonderfall ziehen zu können, nämlich unter der Voraussetzung, daß sich die aufzufindende Einlagerung im völlig homogenen Muttergestein befindet**). Dort kamen wir zwar zu dem Ergebnis, daß unter dieser Annahme die Tiefenwirkung beider Meßweisen nicht erheblich voneinander verschieden sein kann, indessen liegen die Verhältnisse wesentlich anders, sobald das homogene Muttergestein, das den Störungskörper aufnimmt, von einer Schicht abweichender Leitfähigkeit überdeckt ist. Dann zeigt sich unter Umständen, wie die Praxis gelehrt hat, ein recht beträchtlicher Unterschied, der im folgenden seine theoretische Begründung und quantitative Erfassung erfahren soll***). Wir gehen dabei so vor, daß wir zunächst die Tiefenwirkung der Potentiallinienmethoden über horizontal

*) Die ausführliche Arbeit erscheint in der nächsten Nummer der Zeitschrift „Gerlands Beiträge zur Geophysik“ 1931.

**) J. N. Hummel: Zeitschr. f. Geophys. 5, 72—80 (1929), Nr. 2.

***) Dieses Problem wurde bereits in früheren Arbeiten des Verfassers angeschnitten, ohne daß dort die vollständige Lösung gegeben werden konnte. Vgl. Zeitschr. f. Geophys. 4, 22—27 (1928), Nr. 1; 67—76, Nr. 2; 178—203, Nr. 4.

geschichtetem Untergrund exakt berechnen, und uns bei der Gegenüberstellung mit derjenigen der Rahmenmethoden auf das früher erhaltene Resultat stützen, das uns auch für jene gestattet, eine obere und untere Grenze zu ziehen.

Gegeben seien drei planparallele isotrope Schichten mit den beliebigen spezifischen Leitfähigkeiten σ_n , deren mittlere die Dicke h besitzen soll, während die beiden äußeren je einen unendlichen Halbraum erfüllen (Fig. 1). Zur Unterscheidung seien alle Symbole des obersten Halbraumes, der die Lufthülle darstellt, mit dem Index 0, alle Symbole der untersten unbegrenzten Schicht, des homogenen Untergrundes also, mit dem Index 1 versehen, während diejenigen der mittleren begrenzten Schicht, die die oberste Erdbedeckung repräsentiert, ohne Index bleiben sollen. Im ganzen Raume werde nun ein homogenes elektrisches Kraftfeld, dessen Richtung den Trennungsebenen parallel ist, durch Stromzufuhr dauernd aufrechterhalten. Die Stromdichten i_n in den verschiedenen Schichten sind dann den spezifischen Leitfähigkeiten proportional, was zu einfachen Rechnungen führt.

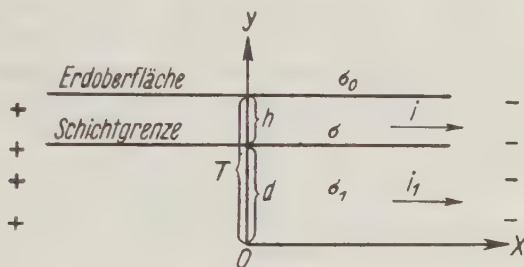


Fig. 1

Wird jetzt in den untersten unbegrenzten Halbraum, den wir mit dem Index 1 versehen haben, ein sehr gut leitender Störungskörper hineingebracht, so läßt sich dieser in seiner Wirkung nach außen mit jeder beliebigen Genauigkeit durch ein System fiktiver Quellen und Senken ersetzen, wie wir dies früher ausführlich zeigen konnten*). Ein solches Quellsenksystem ist für die Verzerrungen im Strom- und Potentiallinienbilde an der oberen Trennungsebene, der Erdoberfläche, bestimmend. Um die Wirkung der obersten Deckschicht auf die Größe dieser Störungen beurteilen zu können, genügt es vorerst, eine einzige Quelle anzunehmen. Dies ist rechnerisch leicht durchzuführen und läßt alles Charakteristische bereits erkennen, da die Verallgemeinerung auf ein beliebiges Quellsystem durch vorzeichengerechte Addition leicht vorzunehmen und in ihren Ergebnissen zu übersehen ist.

Allerdings ist hierbei zu berücksichtigen, daß der Störungskörper, der sich bei Annahme eines bestimmten Quellsystems ausbildet und durch dieses sekundär

*) J. N. Hummel: Zeitschr. f. Geophys. 4, 178—203 (1928), Nr. 4; Gerlands Beitr. 20, 281—287 (1928), Nr. 3/4; 21, 204—214 (1929), Nr. 2/3.

bestimmt ist, sich mit der Dicke der Deckschicht ändert. Insbesondere ist er gegenüber demjenigen irgendwie deformiert, der sich im völlig homogenen Untergrunde, also im Falle $h = 0$, ausbildet, was einen Vergleich, dem allemal die gleiche Gestalt zugrunde liegt, naturgemäß erschwert. Die Deformation des Körpers ist nun aber um so geringer, je geringer die Ergiebigkeiten der Quellen sind bzw. je kleiner sein Volumen ist. Und da uns mit Rücksicht auf den praktischen Zweck vorwiegend langgestreckte Störungskörper interessieren, die sich durch Quellen geringster Ergiebigkeit ersetzen lassen, so können wir auch von dieser Komplikation bei der Untersuchung absehen.

Zur Ausführung der Berechnung falle der Mittelpunkt eines Koordinatensystems mit dem Quellpunkte zusammen, der sich im Abstände d von der nächsten Begrenzung befindet. Die x -Achse sei den Grenzebenen parallel, während die y -Achse auf ihnen senkrecht stehen möge. Der Quellpunkt besitze die Ergiebigkeit $J/4\pi$, während die immer wiederkehrenden Koeffizienten

$$\frac{\sigma - \sigma_0}{\sigma + \sigma_0} \text{ und } \frac{\sigma - \sigma_1}{\sigma + \sigma_1}$$

zur Abkürzung mit k_0 bzw. k bezeichnet seien. Dann ergibt sich die Potentialfunktion, die in den isotropen homogenen Schichten der Laplaceschen Differentialgleichung

$$\Delta \varphi \equiv \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0$$

und an den Grenzflächen den Bedingungen

$$\varphi_s = \varphi_r, \quad \sigma_s \frac{\partial \varphi_s}{\partial \nu} = \sigma_r \frac{\partial \varphi_r}{\partial \nu}$$

zu genügen hat, nach der Thomsonschen Spiegelungsmethode zu*)

$$\varphi_0 = \frac{J}{4\pi} \varrho_1 (1 + k_0) (1 - k) \sum_0^\infty \frac{k^n \cdot k_0^n}{\sqrt{x^2 + (y + 2nh)^2 + z^2}},$$

$$\varphi = \frac{J}{4\pi} \varrho_1 (1 - k) \sum_0^\infty \left\{ \frac{k^n k_0^n}{\sqrt{x^2 + (y + 2nh)^2 + z^2}} + \frac{k^n k_0^{n+1}}{\sqrt{x^2 + [y - 2(n+1)h - 2d]^2 + z^2}} \right\},$$

$$\begin{aligned} \varphi_1 = \frac{J}{4\pi} \varrho_1 \left\{ \frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} - \frac{k}{\sqrt{x^2 + (y - 2d)^2 + z^2}} \right. \\ \left. + (1 - k^2) \sum_0^\infty \frac{k^n k_0^{n+1}}{\sqrt{x^2 + (y - 2(u+1)h - 2d]^2 + z^2}} \right\}. \end{aligned}$$

Die Richtigkeit dieser Gleichungen ist am besten rückwärts durch Einsetzen in die Grenzbedingungen und durch Ausführung der Differentiation zu bewahrheiten.

*) Diese Formeln finden sich in dem Beitrage des Verfassers zum Handb. d. Experimentalphysik 25, Teil 3, S. 415. Leipzig 1930.

Sie geben also, um es noch einmal zu wiederholen, das additive Potential, das die Störungen des regelmäßigen Bildes verursacht.

Uns interessiert lediglich das Potential an der Erdoberfläche, d. h. für $y = d + h \equiv T$. Wird zugleich den wirklichen Verhältnissen entsprechend $\sigma_0/\sigma = 0$ bzw. $k_0 = 1$ gesetzt, so erhält man die einfachere Gleichung

$$\varphi = \frac{J}{4\pi} \varrho_1 (1-k) 2 \sum_0^{\infty} n \frac{k^n}{\sqrt{x^2 + (2nh + T)^2 + z^2}}.$$

Diese Grundformel enthält den Störungscharakter. Wird sie mit dem Potentiale des ungestörten homogenen Feldes $\varphi_u = -i_1 \varrho_1 x$ kombiniert, so erhält man die Beschreibung des vollständigen Potentialfeldes

$$\varphi = -i_1 \varrho_1 x + \frac{J}{4\pi} \varrho_1 (1-k) 2 \sum_0^{\infty} n \frac{k^n}{\sqrt{x^2 + (2nh + T)^2 + z^2}}.$$

Die Gleichung eignet sich zur Berechnung sowohl von Linien gleichen Potentials wie auch des Potentialabfalls, d. h. zur Berechnung des Verlaufs und der Dichte der Potentiallinien. Hier soll uns indessen lediglich der Einfluß der Schichteigenschaften auf die Größe der Störung interessieren.

Zu diesem Zwecke müssen wir den wirklichen Störungsanteil φ auf denjenigen bei völlig homogenem Untergrund φ_n beziehen und erhalten

$$\frac{\varphi}{\varphi_n} = (1-k) \sqrt{x^2 + T^2 + z^2} \sum_0^{\infty} n \frac{k_n}{\sqrt{x^2 + (2nh + T)^2 + z^2}}$$

als die durch die Deckschicht hervorgerufene Störungsänderung. Der Quotient φ/φ_n ist durch die vier unabhängigen Variablen h, k, x und z bestimmt. Zur zahlenmäßigen Auswertung reduzieren wir diese, indem wir uns einen bestimmten Aufpunkt herausgreifen und somit x und z festlegen. Als Nächstliegendes wählen wir die Projektion des Quellpunktes auf die Erdoberfläche. Dann sind x und z gleich Null, und die Gleichung gewinnt die Form

$$\frac{\varphi}{\varphi_n} = (1-k) T \sum_0^{\infty} n \frac{k^n}{2nh + T}.$$

Der Quotient φ/φ_n hängt jetzt nur noch von den beiden Variablen h und k ab. Bei der graphischen Darstellung dieser Abhängigkeit erhält man zwei Kurvenscharen, je nachdem, ob h oder k als Parameter gewählt wird. In der Fig. 2 seien die Kurven für ein jeweils konstantes k , in der Fig. 3 diejenigen für ein jeweils konstantes h eingetragen. Diese beiden Bilder, die verschiedene Darstellungsformen derselben Beziehung sind, sind in mancher Beziehung aufschlußreich.

Bevor wir aber in eine Diskussion dieses Ergebnisses eintreten, müssen wir uns doch noch darüber orientieren, was wir bei Wahl eines anderen Fixpunktes erhalten würden. Um einen vollständigen Überblick zu gewinnen, genügt es aus

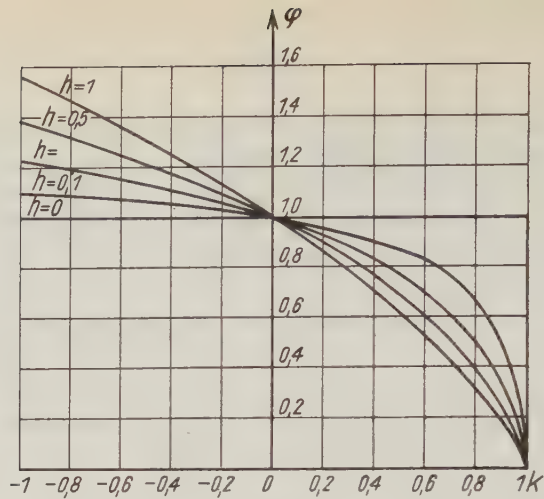


Fig. 2

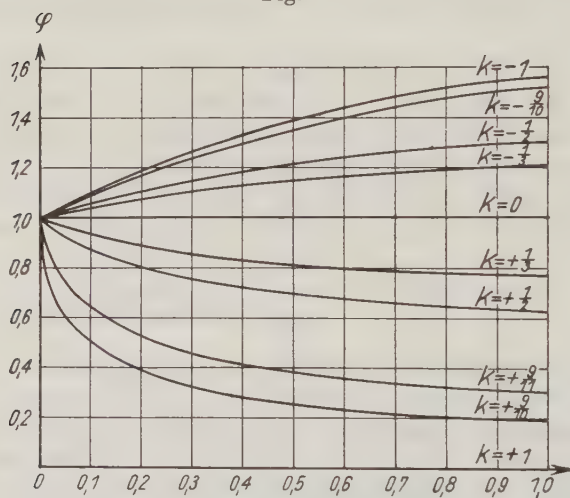


Fig. 3

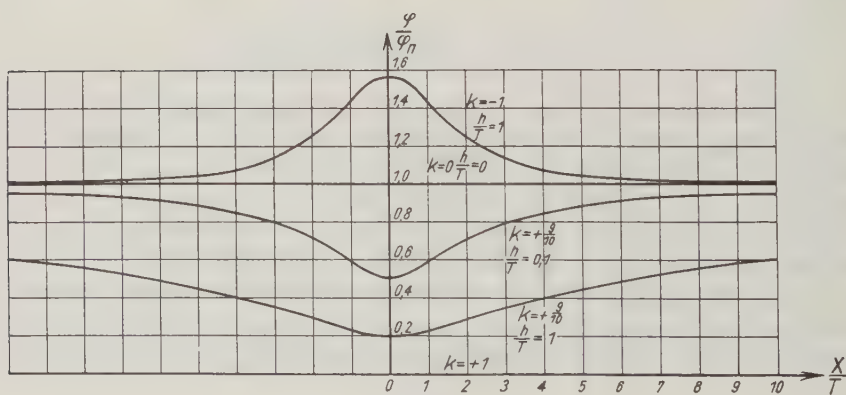


Fig. 4

Symmetriegründen, die Änderung der Verhältnisse in einer beliebigen, von P ausgehenden Richtung, z. B. längs der x -Achse, zu untersuchen. Wir wollen, mathematisch ausgedrückt, φ in Abhängigkeit von x bei konstanten h und k untersuchen, wozu wir die x -Koordinate wieder in dem Ausdruck für φ/φ_n aufzunehmen haben. In der Fig. 4 sind drei Fälle dargestellt, und zwar für

1. $h = T$, $\sigma/\sigma_1 = 0$ bzw. $k = -1$,
2. $h = T$, $\sigma/\sigma_1 = +19$ bzw. $k = +9/10$,
3. $h = 0$, $1 T$, $\sigma/\sigma_1 = +19$ bzw. $k = +9/10$.

Alle drei Kurven zeigen übereinstimmend, was auch allgemein zu beweisen ist, daß die Abweichungen des Potentials vom normalen Werte am größten senkrecht über der Quelle sind. Der Abfall ist bei schlecht leitender Deckschicht größer als bei gut leitender, und bei dünner Deckschicht größer als bei dicker. Befinden sich mehrere fiktive Quellpunkte im Untergrund, so erhalten wir eine mittlere Abweichung, da der jeweilige Aufpunkt von den verschiedenen Profilpunkten der Quellen verschiedene Abstände besitzt. Jedenfalls können wir gewiß sein, mit der Wahl des Profilpunktes der Quelle als Aufpunkt den Extremfall getroffen zu haben, in dem die Größe der Abweichung vom Normalfelde nach oben hin begrenzt ist, weshalb wir die Untersuchung auf diesen Fall beschränken können.

Wir kehren also wieder zu den Fig. 2 und 3 zurück, die uns alles Wesentliche verraten. Beide Kurvenscharen zeigen, daß die Störungen im Potentialfelde durch eine besser leitende Deckschicht verwischt, durch eine schlechter leitende vergrößert werden. Während aber die Auslöschung der Störungen bei sehr guter Leitfähigkeit an der Oberfläche völlig ist, kann die Vergrößerung derselben auch durch sehr schlechte Leitfähigkeit der Deckschicht und größtmögliche Schichtdicke keinesfalls über einen bestimmten Betrag, der nur etwa das 1.3fache ihrer normalen Größe beträgt, gesteigert werden. Da andererseits zur völligen Verwischung der Störungen auch schon eine recht dünne gut leitende Bedeckung genügt, erhellt, daß bessere Leitfähigkeit der Deckschicht von erheblich größerer Bedeutung ist als schlechtere.

Es ist klar, daß die Tiefenwirkung der Potentiallinienmethoden unter diesen Verhältnissen gegenüber denen im Normalfalle des völlig homogenen Muttergesteins eine andere sein muß, und zwar eine geringere bei besser leitender Deckschicht und eine größere bei schlechter leitender. Um nun zu einem Vergleich mit der Tiefenwirkung der Rahmenmethoden zu gelangen, ist zu bedenken, daß für das magnetische Feld sämtliche Stromfäden im Untergrunde bestimmend sind, und daß eine Deckschicht vor allem die Verhältnisse an der Oberfläche verändert, wohingegen der Stromlinienverlauf im Untergrunde in geringerem Maße von dem normalen abweichen wird. Infolgedessen verändert eine Deckschicht auch das Stromlinienbild an der Erdoberfläche weit mehr als das magnetische Feld, dessen Beschaffenheit dem Normalfelde stets sehr viel näher bleiben dürfte. Dies wird in einem Extremfalle deutlich. Befindet sich nämlich an der Oberfläche

eine dünne, sehr gut leitende Schicht, so läßt sie nach unseren streng gültigen Rechnungen die im Untergrunde hervorgerufenen Verzerrungen des Normalfeldes nicht in sich hineingelangen, da der Faktor $(1 - k)$ sehr klein wird. Dagegen bleibt das magnetische Primärfeld des durch den Störungskörper fließenden stationären Stromes durch eine solche Schicht, falls deren Permeabilität den Wert Eins besitzt, völlig unberührt *). Qualitativ läßt sich somit sagen, daß die Verwischung oder schärfere Ausprägung von Anomalien an der Oberfläche infolge einer besser bzw. schlechter leitenden Deckschicht im Magnetfelde auf alle Fälle geringer sein wird als im Stromlinienbilde. Nun hatten wir in einer früheren Arbeit, wie bereits erwähnt, festgestellt, daß die Tiefenwirkung der Rahmenmethoden, homogenes Muttergestein vorausgesetzt, von der der Potentiallinienmethoden nicht erheblich verschieden sein kann. Es läßt sich demnach folgern, daß bei schlechter leitender Deckschicht die Tiefenwirkung bei den Rahmenmethoden geringer als bei den Potentiallinienmethoden ist, während bei besser leitender Schicht das Umgekehrte zutrifft. Dieser letzte Fall ist aber der weitaus gewichtigere, da hier die Differenz, wie oben dargelegt, beträchtlich sein kann. Berücksichtigt man weiter, daß in der Natur auch weit häufiger mit einer gut leitenden Deckschicht zu rechnen sein wird, so werden im allgemeinen mit den Rahmenmethoden Aufschlüsse aus größerer Tiefe zu erhalten sein. Diese Schlußfolgerung ist durch die Praxis vielfach bestätigt worden, in der sich die Rahmenmethoden den Potentiallinienmethoden meist überlegen gezeigt haben **).

Die Berechnung, die wir hier für ein normalerweise homogenes Stromfeld durchgeführt haben, kann in der gleichen Weise für ein solches vorgenommen werden, das von Elektroden irgendwelcher Art herrührt. Man dürfte unter solchen Voraussetzungen zwar etwas verwickeltere Rechnungen, aber ein nur wenig verschiedenes Ergebnis zu erwarten haben.

Sämtliche Untersuchungen, die beim Vorhandensein einer einzigen Deckschicht möglich sind, wie z. B. solche über die Verwischung der Störung, oder den Potentiallinienverlauf oder den Potentialabfall, können in der gleichen Weise durchgeführt werden, wenn wir es mit zwei Bedeckungsschichten zu tun haben, wobei dann bloß etwas umständlichere Formeln zu benutzen sind. Dieser Fall ist in der Natur beispielsweise dann gegeben, wenn im sonst homogenen Muttergestein eine gutleitende Grundwasserschicht eingeschoben ist, die ihrerseits entweder einen Störungskörper aufnimmt oder einen solchen verdeckt. Wenn das erste zutrifft, ist unmittelbar von Formeln auszugehen, die wir ebenfalls bereits früher ableiten konnten ***).

*) Vgl. hierzu S. S. Stefanescu, *Etudes théoriques sur la Prospection électrique du sous-sol*. Institutul geologică României, Volumul XIV, Fascicola I, S. 45—47. Bucuresti 1929.

**) Vgl. z. B. Max Müller: *Gerlands Beitr.* 21, 242 (1929), Nr. 2/3; ein Beispiel für den gegenteiligen Fall geben A. S. Eve u. D. A. Keys: *Technical Paper* 434, Bureau of Mines, Washington 1928, S. 12—13.

***) J. N. Hummel: *Zeitschr. f. Geophys.* 5, 228—238 (1929), Nr. 5/6.

Aus der Gestalt der mittels Sonden aufgenommenen Potentiallinienbilder oder der mit dem Rahmen aufgenommenen Vektorprofile dürfte man kaum Rückschlüsse auf das Vorhandensein einer oder mehrerer Deckschichten ziehen können. Da die Kenntnis von deren Vorhandensein aber für die Deutung der Bilder von Wichtigkeit ist, würde zur vollständigen Klärung der Untergrundverhältnisse die gleichzeitige Messung des Potentialabfalls bzw. des scheinbaren spezifischen Widerstandes erforderlich sein, die am selben Felde vorgenommen werden kann.

Göttingen, Geophysikalisches Institut, den 15. August 1930.

[Mitteilung aus der wissenschaftlichen Abteilung der Askania-Werke A.-G., Berlin-Friedenau]

Über die Anordnung der Optik bei Lichtschreiber-Registrierapparaten

Von **Johannes Picht**, Neubabelsberg bei Potsdam

Es wird eine Vorschrift für die gegenseitige Stellung von Galvanometerlinse, Zylinderlinse und photographisches Papier bei Registrierapparaten gegeben.

Um den zeitlichen Verlauf einer (zeitlich veränderlichen) physikalischen oder geophysikalischen Größe über kürzere oder längere Zeiträume zu verfolgen, werden häufig Lichtschreiber-Registrierapparate in Verbindung mit einem Galvanometer benutzt. Das Licht einer fadenförmigen Lichtquelle, die neben oder doch in der Nähe des Registrierapparates steht und sich im Brennpunkt einer sphärischen Linse befindet, trifft nach dem Durchlaufen dieser Linse auf einen hinter dieser befindlichen Galvanometerspiegel, von dem es reflektiert wird. Es geht von neuem durch die sphärische Linse und erzeugt, nachdem es noch eine vor der Trommel des Registrierapparates befindliche Zylinderlinse durchlaufen hat, auf der mit photographischem Papier bespannten Trommel einen leuchtenden Punkt. Entsprechend der Bewegung des Galvanometerspiegels, hervorgerufen durch die zeitliche Veränderlichkeit der zu untersuchenden physikalischen Größe, wandert dieser Lichtpunkt auf der Registriertrommel hin und her und erzeugt auf dem allmählich ablaufenden Registrierpapier eine Kurve, die es nach dem Entwickeln gestattet, die oben erwähnte zeitliche Veränderlichkeit der betreffenden Größe genau zu studieren. An Stelle des eben erwähnten Galvanometerspiegels kann auch mit dem Primärapparat (z. B. Seismographen) direkt ein Spiegel gekoppelt sein, so daß die Aufzeichnungen ohne den Umweg über elektrische Stromstöße als Hilfsgröße erfolgen können.

Über die Anordnung der bei einem Lichtschreiber benutzten Optik bestehen verschiedene voneinander abweichende Vorschriften. So schreibt z. B. Angenheister im Wien-Harmsschen Handbuch, Band 25, I, S. 583, daß die vor dem Registrierapparat befindliche Zylinderlinse in der Brennebene der vor dem beweglichen Spiegel aufgestellten sphärischen Linse (mit der Brennweite f_s) stehen soll und daß das photographische Papier von der Zylinderlinse um deren Brennweite f_z entfernt sein soll.

In einer demnächst in der Zeitschrift für Instrumentenkunde erscheinenden Arbeit „Über Lichtschreiber-Registrierapparate“ sind die verschiedenen Vorschriften einander gegenübergestellt und durch die Breite B und die Höhe H des entstehenden Lichtpunktes charakterisiert. Da es im wesentlichen darauf ankommt, einen möglichst kleinen und möglichst intensiven Lichtpunkt auf dem photographischen Papier zu erhalten, so lassen sich aus den Werten für B und H die verschiedenen Vorschriften nach ihrer Güte beurteilen. Die Untersuchungen, auf die wir hier verweisen müssen, zeigen, daß als günstigste Vorschrift die folgende zu gelten hat: Bei der Benutzung des Registrierapparates soll zwecks Einstellung die Zylinderlinse zunächst vollständig entfernt werden und das Abbild des Spaltes als scharfe Linie auf dem photographischen Papier eingestellt werden. Hierauf ist die Zylinderlinse (ohne irgendwelche Verstellung der Lampe oder des Galvanometers oder des Registrierapparates) so einzuspannen, daß ihr Abstand vom photographischen Papier etwas größer ist, als ihre Brennweite beträgt. Der genaue Abstand läßt sich rechnerisch festlegen und beträgt, gerechnet von der Planfläche der Zylinderlinse,

$$\frac{1}{2} f_s \left(1 - \sqrt{1 - 4 \frac{f_z}{f_s}} \right).$$

Hier ist f_s die Brennweite der vor dem Galvanometerspiegel befindlichen sphärischen Linse und f_z die Brennweite der Zylinderlinse. Praktischer wird man indessen so verfahren, daß man während des Verschiebens der Zylinderlinse den Lichtpunkt auf dem photographischen Papier beobachtet und die Zylinderlinse so lange verschiebt, bis dieser Punkt möglichst klein ist. Bei 1 m Abstand des Galvanometers vom photographischen Papier, also $f_s = 1$ m, soll der Abstand der Zylinderlinse 5.28 cm betragen, falls $f_z = 5$ cm ist.

Nach der hier gegebenen Vorschrift ist also z. B. bei $f_s = 100$ cm; $f_z = 5$ cm der Abstand

Galvanometerlinse → Zylinderlinse	= 94.72 cm,
Zylinderlinse → photographisches Papier	= 5.28 „ ,
Galvanometerlinse → photographisches Papier	= 100.00 „ ,

während sich nach der oben erwähnten Vorschrift nach Angenheister die Werte 100 cm, 5 cm, 105 cm ergeben.

Berlin-Friedenau, den 20. Mai 1931.

Messungen der Ultrastrahlung (durchdringende Höhenstrahlung) zwischen 57 und 67° nördl. Breite

Von K. Wöleken — (Mit 1 Abbildung)

(Vorläufige Mitteilung.)

Mit einer Kolhörster-Ionisationskammer wird die Ultrastrahlung während einer Reise des Motorschiffes „Disko“ von Dänemark nach Grönland gemessen, die Einzelwerte werden mitgeteilt. Ein Maximum der Strahlung in 55 bis 60 Breite *) ist bei der geringen erreichten Genauigkeit nicht zu erkennen.

Als Teilnehmer an Wegeners Grönlandexpedition 1930/31 hatte ich Gelegenheit, während der Fahrt mit dem Motorschiff „Disko“ von Kopenhagen über Reykjavik nach Holstensborg (Grönland) die Ultrastrahlung mit einem Kolhörster-

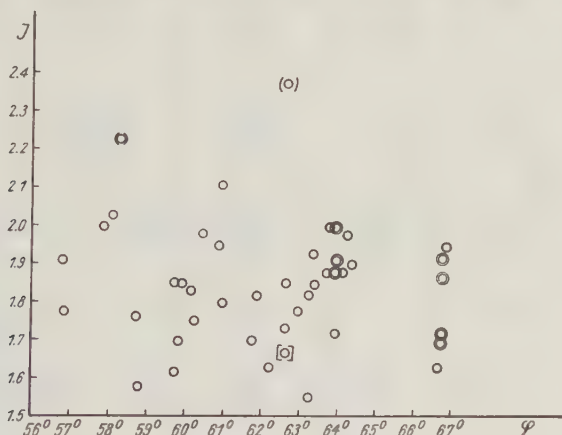


Fig. 1.

- = Messung auf offener See, direkte Gesteinsstrahlung erreicht den Apparat nicht.
⊙ = Messung in der Nähe von Land, eine Beeinflussung durch γ -Strahlen des Gesteins ist möglich. (Abstand zeitweise < 1 km)

strahler zu messen. Der benutzte Apparat ist der in meiner Dissertation „Über Messungen und Registrierungen der Ultrastrahlung**“ mit Gö 2 bezeichnete.

Seine Konstanten sind: Volumen 4200 ccm, Rest- (Eigen-) Strahlung 1.10 J bei 0.40 cm Kapazität des Elektrometers. Der Wert C = 0.40 cm ist der von der Fabrik Günther und Tegetmeyer in Braunschweig angegebene, er wurde nach der Harmsschen Methode bestimmt. Kurz vor meiner Abreise wurde die Elektro-

*) Vgl. A. Corlin: Archiv för Matematik, Astronomi och Fysik **22** (B), Nr. 2 (1930).

**) K. Wöleken: „Über Messungen und Registrierungen der Ultrastrahlung“. Göttingen 1931.

Ultrastrahlung in Abhängigkeit von der Schiffsposition

Apparat: Gö 2, Reststrahlung = 0.099 Volt/min = I) 1.10 Ionenpaare/sec cm².
 II) 1.82 Ionenpaare/sec cm².

Green- wiczzeit	Luft- druck mm Hg	Ablesung Volt	Volt/min	Ultrastrahlung $\pm 10\%$ Fehler		Position des Schiffes φ	Bemerkungen
				I ohne C = 0.40 cm	II mit C = 0.66 cm		
				Luftdruckkorrektur		λ	
				ohne	mit		
15 ^b 42 ^m		258.9		1.16	1.91	1. April 1930:	
17 42		234.4	0.204	1.16	1.91	56° 43' N	11° 55' E
20 00		207.3	0.196	1.08	1.78		
						2. April 1930:	
8 15		237.8		1.21	2.00	57° 55' N	8° 10' E
11 40		195.2	0.208	1.21	2.00		
11 54		241.0					
12 50		207.3	0.603	Ultra-Str.+Ra-Str.: 5.6	9.25		
13 00		241.0					
16 00	758	203.4	0.209	1.22	2.02	58° 04' N	6° 07' E
19 12		(161.3)	(0.219)	(1.34)	(2.21)	58° 14' N	4° 50' E
						3. April 1930:	Starker Seegang, wahrscheinlich Fehler bei der Ablesung.
						Starker Seegang, Ablesungen nicht möglich.	
						4. April 1930:	
9 08	759	243.7				60° 03' N	6° 18' W
12 42	760	202.0	0.194	1.06	1.75	60° 22' N	7° 30' W
15 40	762	165.0	0.208	1.21	2.00	60° 30' N	8° 25' W
15 51		239.7					
16 27		175.1	1.74	Ultrastr.+Ra-Str.: 18.8	31.0		
16 36		256.5					0.44 mg Ra, nur in Messinghülse, ohne Bleischutz in 266 cm Entfernung.
20 48	761	204.8	0.205	1.18	1.95	60° 55' N	10° 00' W
						5. April 1930:	
9 20	761	233.4					
13 06	760	190.0	0.192	1.03	1.70	61° 49' N	15° 12' W
13 11	760	235.1					
15 54	759	202.8	0.198	1.10	1.82		

Green- wichzeit	Luft- druck mm Hg	Ablesung Volt	Volt/min	Ultrastrahlung $\pm 10\%$ Fehler				Position des Schiffes		Bemerkungen
				I		II				
				C = 0.40 cm ohne mit	C = 0.66 cm ohne mit	Luftdruckkorrektur		φ	λ	
19 ^h 22 ^m	759	163.6	0.188	0.99	0.99	1.63	1.63	62° 15' N	17° 30' W	Bei der Ablesung um 22 ^h 23 ^m wahr- scheinlich um 5 Skalenteile geirrt. Die []-Werte gelten für den Fall, daß bei der Ablesung dieser Fehler von 5 Skalenteilen gemacht wurde.
19 26	759	242.5	(0.229)	(1.44)	(1.44)	(2.38)	(2.38)			
22 23	760	[208.8]	[0.190]	[1.01]	[1.01]	[1.67]	[1.67]			
6. April 1930:										
10 45	758.5	241						63° 17' N	21° 31' W	
12 12	755.5	227	0.182	0.92	0.94	1.52	1.55			Auf der Reede vor Reykjavik; 0.5 bis 1 km vom Lande entfernt.
15 40	755.5	182.9	0.202	1.15	1.17	1.90	1.93			
15 44	755.5	250.4								
18 00	753	223.5	0.198	1.10	1.14	1.82	1.88			
20 15	751	196	0.204	1.16	1.21	1.91	2.00	64° N	22° W	
22 50	749.5	166.8	0.188	0.99	1.04	1.63	1.72			Auf der Reede vor Reykjavik; 0.5 bis 1 km vom Lande entfernt.
7. April 1930:										
13 35	744	230.3								
16 35	744	196.2	0.195	1.06	1.14	1.75	1.88	64° N	22° W	
8. April 1930:										
11 44	745	253.1								Im Hafen von Reykjavik, am Hafenkai.
14 44	745	216.8	0.201	1.14	1.21	1.88	2.00			
17 44	746	181.5	0.196	1.07	1.14	1.76	1.88	64° N	22° W	
17 46	746	243.7								
21 24	748	200.6	0.198	1.10	1.16	1.82	1.91			
9. April 1930:										Auf offener See.
11 12	751	247.8								
14 55	755	204.7	0.193	1.05	1.08	1.73	1.78	63° N	28° W	
17 13	757.5	177.2	0.199	1.11	1.12	1.83	1.85	62° 40' N	29° W	
17 17	757.5	258.6								
21 40	757.5	208.0	0.192	1.04	1.05	1.72	1.73			Auf offener See.
10. April 1930:										
12 20	748	253.9								
15 51	746	210.0	0.208	1.21	1.28	2.00	2.11			
18 51	745	175.8	0.190	1.01	1.09	1.67	1.80	61° N	34° W	

Green- wichzeit	Luft- druck mm Hg	Ablesung Volt	Volt/min	Ultrastrahlung $\pm 10\%$ Fehler			Bemerkungen
				II			
				C = 0.40 cm			
				ohne	mit	ohne	
				Luftdruckkorrektur			Position des Schiffes φ λ
				ohne	mit	mit	
11. April 1930:							
13 ^h 25 ^m	753	258.6					
17 30	753	212.6	0.188	0.99	1.03	1.63	1.70 59° 50' N 38° 30' W
20 41	754	177.2	0.185	0.95	0.98	1.57	1.62
12. April 1930:							
12 55	758	254.5					
18 21	759	194.0	0.185	0.96	1.58	1.58	58° 50' N 41° 30' W
20 46	760	165.7	0.195	1.07	1.07	1.76	1.76
13. April 1930:							
12 15	753	251.8					
16 35	752	200.7	0.196	1.08	1.12	1.78	59° 50' N 48° 30' W
19 15	751	169.4	0.195	1.07	1.12	1.76	1.85
19 20	751	243.7					
24 13	749	187.1	0.193	1.05	1.11	1.73	1.83
14. April 1930:							
12 38	746	254.5					
16 40	747	208	0.192	1.03	1.10	1.70	63° 15' N 52° 05' W
19 40	748	173	0.194	1.06	1.12	1.75	1.85
19 45	748	246.4					64° N 52° 30' W
22 45	749	210.0	0.204	1.14	1.20	1.88	1.98
25 45	751	174.3	0.198	1.10	1.15	1.82	1.90
15. April 1930:							
13 12	753	241.2					
17 15	752	207.4	0.185	0.95	0.99	1.57	66° 40' N 54° 50' W
20 21	749	159.1	0.260	1.78	1.84	2.94	3.04
20 24	749	242.4					
22 26	750	218.2	0.199	1.11	1.16	1.83	66° 50' N 53° 40' W
25 07	750	187.8	0.188	0.99	1.04	1.63	1.72
16. April 1930:							
12 40	754	255.8					
16 21	753.5	212	0.198	1.10	1.13	1.82	66° 50' N 53° 40' W
16 24	753.5	249.9					
21 55	753	187.7	0.188	0.99	1.03	1.63	1.70
Im Hafen von Holstensborg, große Gneismassen in 100 m Entfernung							

Die grönländische Westküste dauernd in Sicht, aber mindestens 15 bis 20 km entfernt.

Bei der Einfahrt durch die Schären in den Hafen von Holstensborg, Gesteinsstrahlung oder andere Störung. 18^h30^m Ankunft im Hafen von Holstensborg, im Hafen.

Im Hafen von Holstensborg, große Gneismassen in 100 m Entfernung

meterkapazität von Fräulein Hahnfeld im Geophysikalischen Institut in Göttingen nach der neuen, speziell für solche Messungen ausgearbeiteten Hessschen Methode*) bestimmt und zu $C = 0.66 \pm 2.2\%$ cm gefunden. Die in der Tabelle unter I angegebenen Werte sind mit 0.40 cm, die unter II mit $C = 0.66$ cm berechnet worden. Die Strahlungsintensität wird in J = der Anzahl der pro Sekunde und Kubikzentimeter gebildeten Ionenpaare angegeben.

Um den während der Messungsreihe wechselnden Luftdruck angenähert zu berücksichtigen, wurde angenommen, daß bei einer Zunahme des Druckes um 1 mm Hg die Ultrastrahlung um 0.5% geschwächt wird.

Der Apparat stand während der Messungen völlig frei, ohne jede Panzerung auf einer Plattform hinter der Kommandobrücke. Es wurde subjektiv beobachtet. Die Ablesungen wurden durch Seegang und besonders durch die Erschütterungen durch die Schiffsmotoren sehr erschwert. Am besten war es, den ganzen Apparat frei in die Hand zu nehmen und dann abzulesen. So war als mittlere Genauigkeit für eine Ablesung nur ± 1 Skalenteil zu erreichen. Im Durchschnitt konnte alle drei Stunden abgelesen werden, so daß sich für einen Einzelwert der Ultrastrahlung allein (ohne Reststrahlung) eine Genauigkeit von etwa $\pm 10\%$ ergibt.

Zur Kontrolle wurde der Apparat während der Messungen zweimal mit einem Radiumpräparat von 0.44 mg Ra-Gehalt geprüft. Es ergab sich, daß der Apparat trotz der dauernden starken Erschütterungen gut arbeitete.

Ein Maximum der Strahlungsintensität bei 55 bis 60 Breite**) oder eine andere Abhängigkeit von der geographischen oder magnetischen Breite ist bei der erreichten geringen Genauigkeit nicht zu erkennen.

Für die Überlassung des Apparates und des Radiumpräparates bin ich dem Geophysikalischen Institut in Göttingen zu Dank verpflichtet.

Holstensborg (Grönland), 15. April 1930.

Über das Auftreten eines besonderen Nordlichtbogens am 26. Januar 1931

Von **Leiv Harang**, Tromsø — (Mit 3 Abbildungen)

Es wird über einen Nordlichtbogen berichtet, welcher annähernd senkrecht auf die gewöhnliche Bogenrichtung lag.

Von den mannigfaltigen Formen der Nordlichter erscheinen keine so gesetzmäßig wie die homogenen Nordlichtbogen. Die Höhe der homogenen Bogen schwankt zwischen 85 und 125 km, mit einem ausgeprägten Maximum in der Häufigkeit im Intervall 100 bis 110 km. Die Richtungen der Bogen sind an

*) Phys. Zeitschr. **31**, 284 (1930).

**) A. Corlin: l. c.

den verschiedenen Stellen der Erde den erdmagnetischen Parallelzirkeln ungefähr entlang gerichtet. Im Winter 1929/30 sind auf dem Nordlichtobservatorium in Tromsø mehrere hundert Bestimmungen der Richtungen der Bogen unternommen. Die Richtungen sind sehr konstant gewesen, die Azimute des westlichen Teiles der Bogen sind im Durchschnitt 83.6° , mit einer ausgeprägten Häufigkeit um diesen Wert. Abweichungen größer als $+30^{\circ}$ und -15° sind nicht beobachtet.

Am 26. Januar 1931 zwischen $0^h 10^m$ und $0^h 15^m$ M. E. T. trat indessen ein homogener Bogen auf, der annähernd senkrecht auf die gewöhnlichen Bogenrichtungen stand. Am 25. Januar, abends zwischen $19^h 25^m$ und $21^h 30^m$ M. E. T., trat schönes Nordlicht — Bänder, Draperien und Strahlen — auf. Von $21^h 30^m$ bis 24^h war nur schwaches oder kein Nordlicht zu beobachten. Um $0^h 10^m$ trat

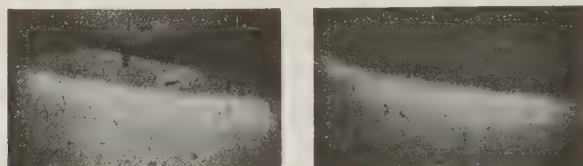


Fig. 1 a

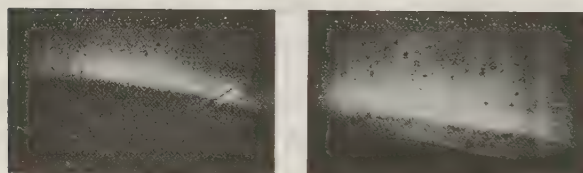


Fig. 1 b

ein schwacher Nordlichtbogen im Westen auf, der augenscheinlich in der Richtung N—S lag. Zu Beginn stand der Bogen tief am Horizont, stieg aber bald zu einer Höhe von 15 bis 20° und wurde gleichzeitig immer mehr intensiv. Nach einigen Minuten bekam der Bogen Strahlenstruktur, löste sich dann langsam in großen Draperien auf, die langsam pulsierten.

Da wir mit unserer in 43 km Entfernung gelegenen Nebenstation in telephonischer Verbindung standen, konnte der Bogen mittels zweier Nordlichtkameras gleichzeitig photographiert werden. Die Lage der Bogen im Raume kann jetzt durch die Störmersche Methode der Höhenbestimmung ermittelt werden*). Fig. 1 a und 1 b sind zwei parallaktische Aufnahmen der Bogen, zur Zeit $0^h 10^m 51^s$ und $0^h 11^m 22^s$ M. E. T. aufgenommen.

*) Vgl. z. B. Störmer: Rapport sur une Expédition d'Aurores Boréales à Bossekop et Store Korsnes pendant le Printemps de l'Année 1913. Geofysiske Publikationer, Vol. I, No. 5, Oslo 1921; Zeitschr. f. Geophys. 6, 334 (1930).

Unglücklicherweise war die benutzte Basis dem Nordlichtbogen ungefähr parallel. Die parallaktische Verschiebung der korrespondierenden Punkte auf den unteren Rand der Bogen folgt deshalb ungefähr der Richtung des Bogens, und die auf diese Weise ermittelte Parallaxe wird dementsprechend etwas ungenau. Nachdem der Bogen Strahlenstruktur bekommen hat, kann man indessen korrespondierende Teile mit Querstruktur aufsuchen, und da die Richtung der parallaktischen Verschiebung hier ungefähr senkrecht auf dem Umriß steht, kann die Lage im Raume dieser Punkte zuverlässig bestimmt werden.

Fig. 2a und 2b sind Skizzen, die nach zwei Aufnahmen durch Vergrößerung der Negative durch einen Projektionsapparat angefertigt sind. Die ausgezogenen Linien sind die Umrisse des Nordlichtes von Tromsö aus gesehen, die gebrochenen Linien dasselbe von Tennes aus gesehen. Auf den Skizzen sind auch die parallaktischen Verschiebungen der ausgewählten Punkte ersichtlich.

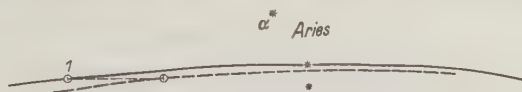


Fig. 2 a

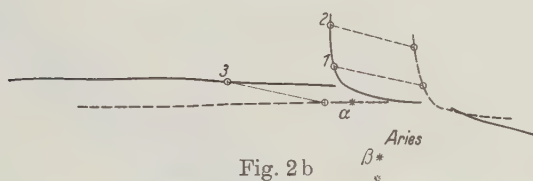


Fig. 2 b

Wegen der etwas umständlichen graphischen Methoden, die zur Höhenbestimmung verwendet wurden*), werde ich hier nur das Endergebnis mitteilen:

Tabelle 1

Aufnahme	Punkte	Höhe	α	D
2a	1	117 km	180—73.1	288 km
	2	142 „	180—73.3	308 „
	3	104 „	180—80.2	294 „
2b	1	109 „	180—86.0	341 „

Hier sind D die Entfernung der horizontalen Projektion auf die Erdoberfläche der ausgemessenen Punkte, von Tromsö aus gemessen, und α die Azimute dieser Richtungen. Aus Tabelle 1 ist ersichtlich, daß die Höhe des unteren Randes ungefähr 107 km ist. Nimmt man an, daß der Bogen in seiner ganzen Ausdehnung die Höhe von 107 km hat, kann man durch Anwendung der graphischen Methoden von Störmer**) verhältnismäßig einfach die Lage des unteren Randes in seiner

*) Störmer: l. c.

**) Wesøe: Aurora Photographs. The Norwegian North Polar Expedition with the „Maud“ 1918—1925. Scientific Results, Vol. I, No. 6. Bergen 1928.

ganzen Ausdehnung ermitteln. In Fig. 3 sind mit *A* die Projektionen auf die Erdoberfläche zu folgenden vier Zeiten eingezeichnet:

Nr. 1:	0 ^h	10 ^m	51 ^s	M. E. T.
Nr. 2:	0	11	22	
Nr. 3:	0	13	0	
Nr. 4:	0	13	11	

Der Bogen hat sich also mit der Zeit nach Westen verschoben. *B* ist eine Gruppe von Bogen, wie sie gewöhnlich in Tromsø erscheinen; die hier eingezeichneten Bogen sind am 30. November 1929 fotografiert.

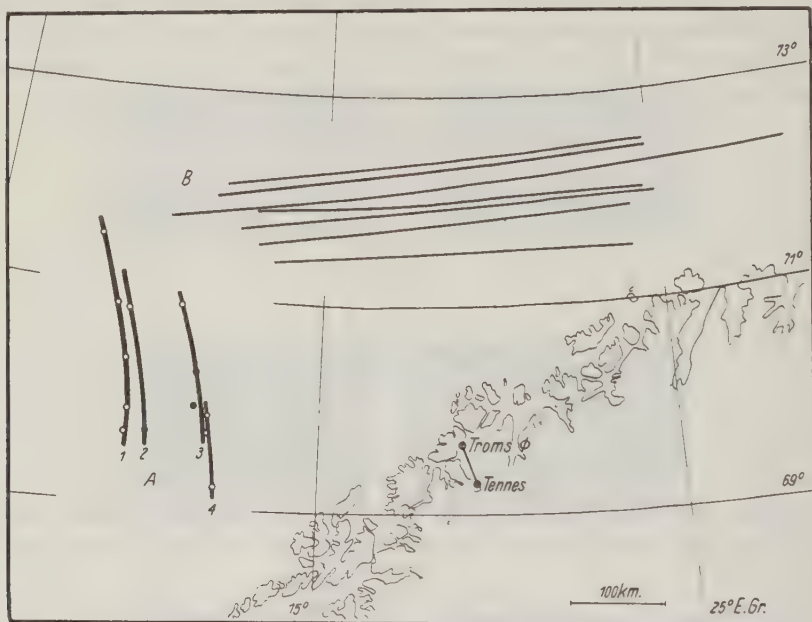


Fig. 3

Die erdmagnetische Unruhe war während des Auftretens des Bogens groß, obwohl nicht von größter Ordnung. Der horizontale Komponent des perturbierenden Vektors war 333 γ mit einem Azimut von -35° . Der vertikale Komponent des perturbierenden Vektors war 90 γ und nach unten gerichtet. Eine einfache Erklärung der abweichenden Richtung dieser Bogen ist schwierig zu geben; wahrscheinlich ist, daß die magnetische Wirkung elektrischer Ströme kosmischen Ursprungs eine wichtige Rolle gespielt hat.

Für seine wertvolle Hilfe während des Photographierens darf ich Herrn cand. mag. E. Tönsberg meinen herzlichsten Dank aussprechen.

Tromsø, Nordlichtobservatorium, März 1931.

Untersuchungen über die Sonnenkorona

Von **E. v. d. Pahlen**, Astrophys. Obs. Potsdam und **A. Kohlschütter**, Sternwarte Bonn

(Mit 6 Abbildungen)

Es werden verschiedene zur Erklärung der Formen der Koronastrahlen vorgeschlagene Theorien besprochen und an einigen, bei der totalen Sonnenfinsternis vom 10. September 1923 erhaltenen Koronaaufnahmen geprüft. Es erweist sich, daß die „magnetische“ Theorie von C. Störmer die beobachteten Formen am besten zu erklären vermag und, in Verbindung mit einigen anderen Beobachtungsdaten, die Intensität des Magnetfeldes der Sonne in dem von der äußeren Korona eingenommenen Raumbiete zu berechnen gestattet. Für diese Intensität ergibt sich ein sehr kleiner Wert, woraus auf eine sehr beträchtliche Abschirmung des Magnetfeldes der Sonne durch die ionisierte Sonnenatmosphäre geschlossen werden muß.

Einleitung. Das Problem der Sonnenkorona hat bekanntlich bis jetzt noch keine völlig befriedigende physikalische Erklärung gefunden, trotzdem von verschiedenen Seiten mehrere geistreiche Theorien zu seiner Deutung in Vorschlag gebracht worden sind. Der einzige Punkt, in dem alle sich sonst widersprechenden Anschauungen heute noch übereinstimmen, ist der, daß die Korona aus irgendwelchen, von der Sonne herausgeschleuderten Teilchen besteht. Aber sowohl über die physikalische Natur dieser Teilchen, als auch über die Kräfte, unter deren Einflusse sie sich in der Umgebung der Sonne, nachdem sie letztere verlassen haben, bewegen, gehen die Meinungen stark auseinander, und es ist sogar in der Auffassung der Beschaffenheit der einzelnen Koronastrahlen bis jetzt noch keine prinzipielle Einigung erzielt worden, indem einige Forscher in ihnen die wirklichen Bahnen der Koronateilchen (oder richtiger ihre Projektionen auf die Bildebene) erblicken, während andere dagegen sie nur als die Umhüllenden ganzer Büschel von wirklichen Trajektorien von Koronateilchen deuten.

Von den vom Standpunkt der modernen Physik noch diskutablen Theorien genoß die von Th. Bredichin*) in den letzten Jahren des 19. Jahrhunderts vorgeschlagene bis vor kurzem noch bei den Astronomen das größte Ansehen. Im Anschluß an seine Theorie der Kometenschweife, deren Formen er durch das Zusammenwirken zweier von der Sonne ausgehender, nach dem invers-quadratischen Gesetze abnehmender Zentralkräfte — der Gravitation und einer ihrer physikalischen Natur nach nicht näher bestimmten Abstoßungskraft — zu erklären suchte, nahm Bredichin an, daß auch die Koronateilchen um den Sonnenmittelpunkt Keplersche Bahnen in einem Kraftfelde beschreiben, welches sich von dem Newtonschen Felde nur durch einen veränderten Wert der „Gaußschen Konstanten“ unterscheidet; je nach der Größe der abstoßenden Kraft

*) Sur la couronne solaire, par Th. Bredichin: Bulletin de l'Académie Impériale des Sciences de St. Pétersbourg, 1896, Okt. T. IX, Nr. 3.

(die sowohl elektrischer Natur als auch Lichtdruck sein könnte) wird nämlich die Konstante des jeweils wirkenden invers-quadratischen Kraftgesetzes einen kleinen positiven Wert, den Wert Null oder sogar einen negativen Wert erhalten können, so daß die Bewegungen der Teilchen sowohl in Ellipsen als auch in geraden Linien und gegen den Sonnenmittelpunkt konkaven oder konvexen Hyperbeln erfolgen können. Wenn man nun die beobachteten Koronastrahlen, wie das Bredichin tut, als die wirklichen Bahnen dieser Teilchen auffaßt, so kann man natürlich aus den Formen dieser Strahlen Schlüsse auf die Intensität der Repulsionskraft ziehen, allerdings nur unter Annahme plausibler hypothetischer Werte für die Anfangsgeschwindigkeiten, mit denen die Teilchen die Oberfläche der Sonne verlassen. Bredichin machte auch tatsächlich den Versuch, unter Benutzung von Koronaaufnahmen nach einer graphischen Methode die Elemente der Bahnen der Koronateilchen zu bestimmen und die Intensität der auf diese Teilchen wirkenden Repulsionskraft abzuschätzen (unter der sehr rohen Voraussetzung, daß die beobachteten Strahlen wirklich in der Bildebene verlaufen), und kam zu dem Ergebnis, daß die Koronateilchen den Teilchen in den Kometenschweiften seines zweiten Typus ähnlich sind, bei denen das Verhältnis der Repulsionskraft zur Gravitation Werte annehmen kann, die zwischen den Grenzen 0.5 und 2.2 liegen. Ähnliche Untersuchungen sind ferner an der Finsternisaufnahme vom 17.—18. Mai 1901 von N. Donitsch, und von ihm zusammen mit L. Okulitsch und E. v. d. Pahlen an der Aufnahme der Finsternis vom 29.—30. August 1905 ausgeführt worden, wobei im letzten Falle die Parameter der empirischen Kurven nicht, wie früher, auf graphischem Wege, sondern durch Ausmessung der Koordinaten einer Reihe von Punkten auf einem Koronastrahle und Ausgleichung nach der Methode der kleinsten Quadrate bestimmt wurden*). Ein endgültiges Ergebnis konnte jedoch auf diesem Wege nicht gewonnen werden, erstens wegen der oben erwähnten, noch viel zu rohen vereinfachenden Annahme, daß die sichtbaren Koronastrahlen wirklich in der Bildebene liegen, zweitens aber wegen der durch die Unbestimmtheit der Anfangsgeschwindigkeiten in die ganze Untersuchung hineingetragenen Willkür. Bei der Kometentheorie von Bredichin tritt diese Schwierigkeit nicht in so starkem Maße auf, weil man es dort augenscheinlich in den meisten Fällen nicht, wie bei der Sonne, mit stark eruptiven Phänomenen zu tun hat, und die Anfangsgeschwindigkeit der Schweifteilchen daher in erster Näherung nicht allzu verschieden von der Geschwindigkeit des Kometenkernes im Augenblick der Loslösung des Teilchens angenommen zu werden braucht. Bei den Koronastrahlen wurden die Anfangsgeschwindigkeiten, dem Vorbilde Bredichins folgend, gewöhnlich etwa gleich den größten in den eruptiven Protuberanzen auf spektroskopischem Wege beobachteten Geschwindigkeiten angenommen (also etwa gleich 200 bis 300 km/sec), jedoch ließen sich zahlreiche von den ausgemessenen Kurven bei einer nur ganz geringfügigen

*) N. Donitsch: Observations de l'Eclipse Totale de Soleil du 29.—30. Août 1905. Bulletin de l'Académie Impériale des Sciences de St. Pétersbourg (1907).

Änderung der Anfangsgeschwindigkeit auch ebensogut als Keplersche Bahnen im reinen Gravitationsfelde der Sonne deuten, so daß die Annahme einer Repulsionskraft eigentlich nur zur Erklärung der sehr seltenen Strahlen notwendig ist, welche ihre konvexe Seite der Sonne zuzukehren scheinen. In dem ersten Teile einer in den Veröffentlichungen der Universitäts-Sternwarte zu Bonn (Nr. 24, 1930) erschienenen Arbeit haben wir uns nun die Aufgabe gestellt, die Zulässigkeit der Bredichinschen Hypothese an der von einem von uns während der totalen Sonnenfinsternis vom 10. September 1923 in Mexiko erhaltenen Koronaaufnahme etwas sorgfältiger als bis jetzt geschehen zu prüfen. Wir ließen die Annahme, daß die Koronastrahlen in der Bildebene liegen, fallen, und unterwarfen sie ausschließlich der einen Bedingung, welche nach der Bredichinschen Theorie unbedingt erfüllt sein muß, nämlich daß sie Kegelschnitte darstellen, deren einer Brennpunkt mit dem Mittelpunkt der Sonne zusammenfällt. Die Ebenen dieser Kegelschnitte können dabei noch ganz beliebige, aus den Gestalten der beobachteten Koronastrahlen mitzubestimmende Orientierungen im Raume haben. Diese Untersuchung scheint zu Ergebnissen zu führen, welche die Bredichinsche Theorie als kaum annehmbar erscheinen lassen.

Eine von der eben besprochenen völlig verschiedene Theorie der Korona hatte, etwa seit 1904, Herr Störmer*) im Anschluß an die von ihm und seinen norwegischen Kollegen (Birkeland, Vegard) beim Studium des Nordlichtes gewonnenen Resultate vorgeschlagen und zu begründen versucht. Nach seiner Auffassung ist die Sonne, ebenso wie die Erde, von einem magnetischen Felde umgeben, in dem die aus der Sonnenoberfläche entweichenden elektrisch geladenen Teilchen (Elektronen und ionisierte Atome) im allgemeinen sehr verwinkelte, sich um die Sonne spiralförmig windende Bahnen beschreiben. Da durch die Beobachtungen von G. Hale und seinen Mitarbeitern auf dem Mount Wilson das Bestehen eines magnetischen Feldes auf der Sonne experimentell (durch Beobachtung von Zeemaneffekten in den Fraunhoferschen Linien des Sonnenspektrums) bewiesen worden ist, und da andererseits die einzig mögliche Erklärung des Phänomens des Nordlichtes das Vorhandensein von Strömen von elektrisch geladenen Teilchen im interplanetaren Raume verlangt, die wohl kaum einen anderen Ursprung als einen solaren haben können, erscheint der Gedanke, daß die Korona gerade aus solchen in der Nähe der Sonne durch das von ihnen gestreute Sonnenlicht sichtbar gemachten Teilchen besteht, außerordentlich plausibel. Die Bahnbewegungen dieser Teilchen, welche von der Intensität und Beschaffen-

*) C. Störmer: Sur les trajectoires des corpuscules électriques sous l'action du magnetisme terrestre avec application aux aurores boréales, Archives des Sciences physiques et naturelles, Genève 1907. Derselbe: Resultats des Calculs Numériques des Trajectoires des Corpuscules électriques dans le Champ d'un aimant élémentaire I, II, III, Videnskapsselskabets Skrifter. I. Math.-naturw. Klasse, Nr. 4, Kristiania 1913; und eine Reihe weiterer Notizen, auch in den Comptes Rendus des séances de l'Académie des Sciences, Paris. Die von Herrn Störmer entwickelten Gedanken über die magnetische Natur der Erscheinungen in der Sonnenkorona hat, wohl als erster, bereits Bigelow (Smithsonian Institution 1889) ausgesprochen.

heit des magnetischen Feldes, der Masse und Ladung der Teilchen und den Anfangsbedingungen (Größe und Richtung der Austrittsgeschwindigkeit) abhängen und im allgemeinen sehr verwickelte Raumkurven darstellen, können, wenn das magnetische Feld der Sonne durch das Feld einer gleichmäßig magnetisierten Kugel, also durch das eines in ihrer Mitte aufgestellten Elementarmagneten angenähert werden kann, theoretisch auf die Bewegungen längs verhältnismäßig einfachen ebenen Kurven in einer ungleichmäßig bewegten Meridianebene zurückgeführt werden. Wenn nun die Ausgangspunkte der wirklichen Strahlen längs den heliographischen Breitenkreisen einigermaßen gleichmäßig verteilt sind, und die Anfangsgeschwindigkeiten nicht zu stark voneinander abweichen und ähnlich (z. B. überwiegend radial) gerichtet sind, dann ist es klar, daß die Verteilung der Teilchen auch im weiteren Verlaufe ihrer Bewegungen um die Sonnenachse herum eine völlig symmetrische bleiben wird, und daß für einen entfernten Beobachter die Teilchen sich in der Bildebene längs den oben erwähnten einfachen „Meridiankurven“ zu häufen scheinen werden, so daß gerade diese Kurven von dem Beobachter als „Koronastrahlen“ wahrgenommen werden müßten. Nach dieser Auffassung sind also die beobachteten Koronastrahlen keineswegs die wirklichen Trajektorien der die Korona bildenden Teilchen, sondern nur die durch perspektivische Häufung sichtbar gemachten „Meridiankurven“, durch deren (nicht gleichförmige) Drehung um die magnetische Achse der Sonne die Raumkurven, welche die wahren Trajektorien darstellen, zustande kommen. Herr Störmer hat für einen speziellen Wert der in seinen Differentialgleichungen eingehenden charakteristischen Konstanten eine Reihe von in verschiedenen heliographischen Breiten radial aus der Sonnenoberfläche auslaufenden „Meridiankurven“ durch numerische Integration berechnet, und auf diese Weise ein Bild der Korona erhalten, welches trotz mancher Abweichungen im allgemeinen eine unverkennbare Ähnlichkeit mit den auf Sonnenfinsternisaufnahmen sichtbaren Koronaformen zeigt. Ein genauerer Vergleich der aus der Störmerschen Theorie folgenden Formen von Koronastrahlen mit dem vorliegenden Beobachtungsmaterial ist bisher noch nicht erfolgt.

In dem zweiten Teile der oben zitierten Arbeit haben wir nun die theoretischen Koronabilder für vier weitere Werte der in die Störmerschen Gleichungen eingehenden charakteristischen Konstanten durch numerische Integration berechnet und dasjenige auszuwählen versucht, welches auf die am 10. September 1923 photographierte Korona am besten paßt. Es hat sich hierbei herausgestellt, daß einige der theoretischen Bilder dem empirischen Bilde zwar ziemlich ähnlich aussehen, jedoch in vielen Beziehungen einen von letzterem abweichenden Charakter zeigen, so daß keine der theoretischen Kurven (außer den fächerförmig verteilten Strahlen in den Polargegenden) auch nur mit einem einzigen empirischen Strahle von beträchtlicher Länge zur Übereinstimmung gebracht werden kann. Wir haben uns daher veranlaßt gesehen, das Untersuchungsverfahren von Störmer in der Beziehung zu erweitern, daß wir auch nichtradiälauslaufende „Meridiankurven“ in Betracht zogen und, anstatt das Gesamtbild für bestimmte Werte

der Konstanten und des Austrittswinkels zu berechnen, umgekehrt aus dem Verlaufe der gut definierten wirklichen Strahlen, durch Ausgleichung nach der Methode der kleinsten Quadrate, die Werte der Parameter der theoretischen Kurven bestimmten. Dies war leider nur bei einer ganz geringen Anzahl von Strahlen, deren Länge und Schärfe die Anwendung dieses Verfahrens als berechtigt erscheinen ließen, möglich, und es haben sich hierbei ziemlich überraschende Verhältnisse gezeigt, deren objektive Realität uns noch keineswegs als gewährleistet erscheint, und erst durch die Untersuchung weiteren Beobachtungsmaterials, die von uns beabsichtigt ist, erhärtet werden kann. In einem Schlußabschnitte haben wir dann noch einige Bemerkungen zu einer Arbeit von Herrn S. Chapman*) zusammengestellt, die während der Vorbereitung unserer Arbeit erschienen ist, und das Bestehen eines merklichen magnetischen Feldes in dem die Sonne umgebenden Raume überhaupt in Zweifel zieht.

Die Korona vom 10. September 1923. Zur Beobachtung der Sonnenfinsternis am 10. September 1923, deren Totalitätszone quer durch das nördliche Mexiko lief, war auf Einladung und auf Kosten der mexikanischen Regierung eine deutsche Expedition entsandt worden, die aus den Astronomen H. Ludendorff, R. Schorr, F. Dolberg und A. Kohlschütter bestand. Neben verschiedenen anderen Aufgaben der Expedition sollte, obwohl die Finsternis nicht besonders günstig hierfür war, auch hier der Versuch gemacht werden, Aufnahmen der Sonnenkorona mit dem umgebenden Sternfeld zu erhalten, um die relativistische Ablenkung der Lichtstrahlen im Gravitationsfeld der Sonne zu prüfen. Zu diesem Zwecke wurde eine doppelte Horizontalkamera (je 13 cm Öffnung, 860 cm Brennweite) mitgenommen, die schon früher von Herrn E. Freundlich zu einem gleichen Versuche benutzt worden war, nachdem nun Methode und Instrument vervollkommenet und ausgebaut waren**). Als Beobachtungsort hatte die deutsche Expedition das kleine Dorf Pasaje im nördlichen Mexiko, in der Nähe von Torreon, gewählt. Das Wetter war während der Totalität günstig, und es gelang, mit der Horizontalkamera eine gute Aufnahme von zwei Minuten Expositionszeit, also nahezu der vollen Dauer der Totalität. Die Aufnahme zeigt ein scharfes, wundervoll ausgeprägtes Bild der Korona. Die Venus ist in $1\frac{1}{4}^{\circ}$ Entfernung vom Sonnenrand, sehr stark überexponiert, in etwas länglicher Form, in Richtung und Betrag mit der Bewegung der Venus während der zwei Minuten Belichtungszeit im Einklang stehend, abgebildet. Von Fixsternen sind auf der Platte (etwa $3 \times 3^{\circ}$ umfassend) mit Sicherheit nur fünf einwandfrei festzustellen, eine Zahl, die zu gering ist, um daraus die relativistische Lichtablenkung ableiten zu können. Für

*) Prof. S. Chapman: The Electrical Conductivity of Stellar Matter, On the Radial Limitation of the Sun's Magnetic Field, The Sun's general magnetic Field and the Chromosphere, Monthly Notices LXXXIX, p. 54ff., November 1928.

**) Es ist dies dieselbe Kamera, mit der im Jahre 1929, nachdem neue größere Objektive von je 20 cm Durchmesser eingesetzt waren, die Herren Freundlich und v. Klüber in Sumatra endlich den gewünschten Erfolg erzielt haben.

die verhältnismäßig ungünstige Finsternis (Dauer der Totalität nur zwei Minuten, das die Sonne umgebende Feld arm an helleren Sternen) war einerseits die Lichtstärke (und vielleicht auch die Güte) der benutzten Objektive nicht groß genug, andererseits wurde dieser Mangel an Lichtstärke nicht, wie man gehofft hatte, durch besonders gute Durchsichtigkeit der Luft ausgeglichen.

Die Betrachtung dieses Koronabildes mit seinen scharfen langen Koronastrahlen veranlaßte den einen von uns (v. d. Pahlen) zu der Anregung, diese Aufnahme zu Untersuchungen über die Form und Natur der Koronastrahlen zu verwenden. In der Tat ist diese Aufnahme hierfür aus folgenden Gründen besonders geeignet. Zunächst gibt die lange Brennweite des Objektivs (860 cm) einen so großen Skalenwert auf der Platte (1' sind 2.5 mm), daß eine genaue Festlegung der Form der sichtbaren Koronastrahlen möglich ist. Die benutzte Platte (von der Firma Schleußner mit lichtempfindlicher Emulsion begossen) hat die Größe 45×45 cm, bedeckt also ein quadratisches Feld von etwa 3° Seitenlänge. Infolge der langen Belichtungszeit von zwei Minuten Dauer sind die Koronastrahlen bis auf sehr große Entfernungen von der Sonne aus abgebildet und verfolgbar. Dem Nachteil, daß dadurch die innerste Korona überbelichtet und die Koronastrahlen hier nicht mehr erkennbar waren, konnten wir dadurch begegnen, daß andere Aufnahmen von kurzer Belichtungszeit hinzugezogen wurden, die gleichzeitig bei derselben Finsternis und am selben Ort von Herrn Schorr gemacht waren, und uns von ihm zu diesem Zweck freundlichst zur Verfügung gestellt wurden. Es gelang eine Reihe von Strahlen auf beiden Aufnahmen sicher zu identifizieren.

Die erste Aufgabe war eine rein praktische und bestand darin, den Verlauf einiger Koronastrahlen zahlenmäßig mit der äußerst möglichen Schärfe festzulegen. Hierfür die zweckmäßigste Methode zu finden, kostete viele zeitraubende Versuche, die im Umkopieren der Originalplatte auf andere Platten, Herstellung von Verkleinerungen, Durchzeichnen der Strahlen auf Kopien verschiedener Größe und Härte bestanden. Wir wollen als Endergebnis dieser Versuche nur die Methode schildern, die uns schließlich am besten schien und durch die wir uns die endgültigen Werte für den Verlauf der Strahlen verschafften: Von der Originalplatte wurden sorgfältig (mit punktförmiger Lichtquelle in großer Entfernung) einige Kontaktkopien auf Glas hergestellt, die ziemlich hart entwickelt wurden, jedoch nur so, daß zarte Feinheiten der Koronastruktur nicht verlorengingen. Diese Kontaktkopien auf Glas wurden so auf ein Rahmengestell gelegt, daß sie in der Durchsicht gut beleuchtet waren, und auf die Schichtseite wurde ein dünner durchsichtiger Cellulosefilm festgeklemt. Der Beobachter konnte durch den Film hindurch den Verlauf eines Strahles gut verfolgen und setzte mit einer feinen Feder einzelne Punkte entlang dem Verlauf des Strahles auf den Film. Bei starker Krümmung des Koronastrahles wurden die Punkte in ein bis zwei Millimeter Abstand gesetzt, bei schwacher Krümmung in größeren Abständen. Solche Punktbilder, auf denen die am besten erkennbaren Strahlen der gesamten Korona festgelegt wurden, wurden von uns beiden hergestellt. In Fig. 1 ist eine Nach-

zeichnung eines dieser Punktbilder verkleinert dargestellt, worin einige der Strahlen, die im folgenden ausführlich behandelt werden sollen, durch ihre Nummern gekennzeichnet sind. Die Koordinaten der einzelnen Punkte konnten dann bis auf $\frac{1}{10}$ mm genau abgelesen werden, indem diese durchsichtigen Punktbilder auf Millimeterpapier gelegt wurden.

Die Festlegung der Nord-Südrichtung auf der Originalplatte konnte durch die auf der Platte sichtbaren Fixsterne genau geschehen. Der Rotationspol der Sonne lag für das Beobachtungsdatum um $23^{\circ} 13'$ östlich der Nordrichtung. Die Bestimmung der Koordinaten des Sonnenmittelpunktes war dadurch leicht möglich, daß die Aufnahme symmetrisch zur Dauer der Totalität erfolgte. Die Aufnahme wurde wenige Sekunden nach Beginn der Totalität begonnen und nahezu ebenso viele Sekunden vor Ende der

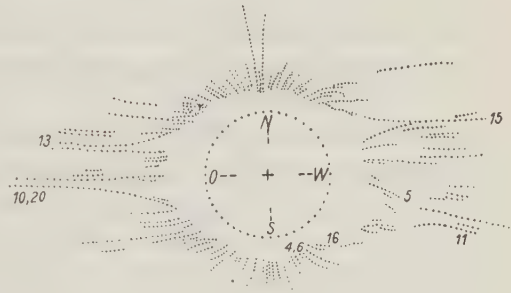


Fig. 1

Totalität beendet. Deshalb konnte als Sonnenmittelpunkt der Mittelpunkt des auf der Platte abgebildeten Mondbildes, das infolge der Mondbewegung während der langen Belichtungszeit etwas länglich ist, angenommen werden.

Prüfung der Korona-Theorie von Störmer. A. Die Formeln Störmers. Da die Darlegungen dieses Kapitels eine ständige Bezugnahme auf die Formeln von Störmer notwendig machen, wird es wohl am zweckmäßigsten sein, diese Formeln hier in gedrängter Form wiederzugeben. Wegen Einzelheiten muß natürlich auf die Originalarbeiten verwiesen werden*).

Wenn x, y, z die Koordinaten eines elektrisch geladenen Teilchens bedeuten in einem rechtwinkligen Koordinatensystem, dessen Anfang im Mittelpunkte der Sonne liegt und dessen Z -Achse parallel zu der Achse des magnetischen Momentes der Sonne (also ungefähr parallel zu der Rotationsachse der Sonne) ist, werden die möglichen Bahnen eines solchen Teilchens als Funktionen ihrer Bogenlänge s durch das nachfolgende System von Differentialgleichungen gegeben:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 x}{ds^2} &= \frac{k^2}{r^5} \left\{ 3 y z \frac{dz}{ds} - (3 z^2 - r^2) \frac{dy}{ds} \right\}, \\ \frac{d^2 y}{ds^2} &= \frac{k^2}{r^5} \left\{ (3 z^2 - r^2) \frac{dx}{ds} - 3 x z \frac{dz}{ds} \right\}, \\ \frac{d^2 z}{ds^2} &= \frac{k^2}{r^5} \left\{ 3 x z \frac{dy}{ds} - 3 y z \frac{dx}{ds} \right\}, \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (1)$$

*) Siehe Fußnote auf S. 277.

wo zur Abkürzung

$$k^2 = \frac{e M}{m c v} \dots \dots \dots (2)$$

gesetzt ist, und die in (2) eingehenden Konstanten die nachfolgende Bedeutung haben:

- M = magnetisches Moment der Sonne.
- e = elektrische Ladung des Teilchens (in elektrostatischem Maße).
- m = Masse des Teilchens.
- v = Anfangsgeschwindigkeit des Teilchens (die sich im Verlaufe der Bewegung nicht ändert, da die magnetische Kraft auf ihr immer senkrecht steht).
- c = Lichtgeschwindigkeit.

Zwischen den ersten Differentialquotienten der Koordinaten nach der Bogenlänge muß ferner natürlich noch die Beziehung bestehen:

$$\left(\frac{dx}{ds}\right)^2 + \left(\frac{dy}{ds}\right)^2 + \left(\frac{dz}{ds}\right)^2 = 1 \dots \dots \dots (3)$$

die aber von den drei Gleichungen (1) nicht unabhängig ist. Eine bemerkenswerte Eigentümlichkeit der Gleichungen (1) besteht darin, daß sie nur eine einzige von der physikalischen Beschaffenheit des Feldes, der Teilchen und ihrer Geschwindigkeit abhängende Konstante k^2 enthalten, weshalb sie sich durch eine äußerst einfache Transformation der Koordinaten, nämlich eine bloße Änderung der Längeneinheit

$$x = k x_1, \quad y = k y_1, \quad z = k z_1 \dots \dots \dots (4)$$

auf eine Normalform bringen lassen, bei der diese Konstante den Wert 1 erhält. Die verschiedenen durch Variationen der physikalischen Bedingungen erhältlichen Fälle können also immer auf die Lösung ein und desselben Normalsystems von Differentialgleichungen zurückgeführt werden, wenn nur als Längeneinheit jedesmal die durch Gleichung (2) definierte Größe k gewählt wird.

Die vollständige Integration des Gleichungssystems (1) ist in geschlossener Form nicht möglich, es ist aber Störmer gelungen, ein wichtiges erstes Integral dieses Systems zu finden, mit dessen Hilfe die Berechnung und das Studium der Lösungskurven beträchtlich erleichtert wird. Zu diesem Zwecke transformiert er zunächst das System (1) mittels der Beziehungen

$$x = R \cos \varphi \quad y = R \sin \varphi$$

auf Zylinderkoordinaten z, R, φ , in denen es (wie leicht nachzurechnen) die Form erhält:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{ds} \left(R^2 \frac{d\varphi}{ds} \right) &= k^2 \frac{d}{ds} \left(\frac{R^3}{r^3} \right), \\ \frac{d^2 R}{ds^2} &= R \left(\frac{d\varphi}{ds} \right)^2 + k^2 \frac{r^3 - 3z^2}{r^5} \cdot R \frac{d\varphi}{ds}, \\ \frac{d^2 z}{ds^2} &= 3k^2 \frac{z}{r^5} \cdot R^2 \frac{d\varphi}{ds}. \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (5)$$

Zu diesen drei Gleichungen tritt noch die der Gleichung (3) entsprechende Relation

$$R^2 \left(\frac{d\varphi}{ds} \right)^2 + \left(\frac{dR}{ds} \right)^2 + \left(\frac{dz}{ds} \right)^2 = 1 \dots \dots \dots (6)$$

hinzu, die ebenso wie (3) von den drei vorhergehenden nicht unabhängig ist, sondern eine beliebige von ihnen ersetzen kann. Nun läßt sich aber die erste der Gleichungen (5) sofort integrieren und liefert die Beziehung

$$R^2 \frac{d\varphi}{ds} = k^2 \frac{R^2}{r^3} + 2\gamma k \dots \dots \dots (7)$$

in der $2\gamma k$ eine Integrationskonstante bedeutet. Mit Hilfe der Relation (7) kann nun die Größe $R \frac{d\varphi}{ds}$ aus den beiden letzten Gleichungen (5) eliminiert werden,

wodurch sie zu einem von φ ganz unabhängigen System von zwei Differentialgleichungen zweiter Ordnung für z und R werden, deren Lösungen gewisse in der „Meridianebene“, d. h. der durch die Z -Achse gehenden Ebene liegende „Meridiankurven“ liefern. Die Raumkurve, welche die wahre Bahn des Teilchens darstellt, entsteht dann, indem man bei einem Fortschreiten auf der Meridiankurve um die Strecke $\sqrt{dR^2 + dz^2}$ auch noch die Meridianebene, in der diese Meridiankurve liegt, um den Winkel $d\varphi$, nach Maßgabe von Gleichung (7), um die Z -Achse dreht*). Wie in der Einleitung hervorgehoben, sind gerade solche „Meridiankurven“ dasjenige, was der Beobachter am ehesten als „Koronastrahlen“ in der Umgebung der Sonne wahrzunehmen die Möglichkeit haben würde. Die Differentialgleichungen der Meridiankurven, welche, wie gesagt, durch Elimination von $R \frac{d\varphi}{ds}$ aus den zwei letzten Gleichungen des Systems (5) mittels der Integralrelation (7) erhalten werden, haben, wie eine leichte Rechnung zeigt, die nachstehende einfache Form:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 R}{ds^2} &= \frac{N}{R} \cdot \left\{ \frac{N}{R^3} + k^2 \frac{R^2 - 2z^2}{r^5} \right\}, \\ \frac{d^2 z}{ds^2} &= \frac{3zN}{r^5} \cdot k^2, \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (8)$$

wo

$$N = 2\gamma k + \frac{R^2}{r^3} k^2$$

und r , wie immer, die Bedeutung $\sqrt{R^2 + z^2}$ hat.

*) Die Größe $R \cdot d\varphi/ds$ hat, wie Störmer hervorhebt, eine einfache geometrische Bedeutung, die aus einer Betrachtung der Gleichung (6) sofort erhellt. Da dR/ds und dz/ds die beiden Richtungskosinusse des Linienelementes ds gegen zwei bzw. zur Richtung R und z parallelen Achsen bedeuten, ist $R \cdot d\varphi/ds$ der Kosinus des Winkels, den ds mit der Normalen zur „Meridianebene“ im betrachteten Punkte bildet, oder der Sinus des Winkels ϑ zwischen Linienelement und Meridianebene.

Wird nun endlich in diesen Formeln als Längeneinheit die durch (2) definierte Größe k genommen, so kann nach dem oben Gesagten in ihnen überall $k = 1$ gesetzt werden, wodurch sie die besonders einfache, für die Berechnung der Lösungskurven durch numerische Integration bequeme Form erhalten:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 R}{ds^2} &= \frac{N}{R} \left\{ \frac{N}{R^2} + \frac{R^2 - 2z^2}{r^5} \right\}, \\ \frac{d^2 z}{ds^2} &= \frac{3zN}{r^5}, \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (9)$$

worin:

$$N = 2\gamma + \frac{R^2}{r^3}$$

ist.

B. Numerische Berechnung von Strahlen aus angenommenen Ausgangswerten. Dies sind im wesentlichen die Formeln, deren sich Störmer für seine numerischen Rechnungen bedient hat, und die auch unseren Berechnungen zugrunde gelegt worden sind. Trotzdem die Konstante k nicht mehr explizite in den Gleichungen auftritt, ist natürlich ihre Größe, durch welche die Längeneinheit im Koronabilde, also auch der lineare Radius r_0 der Sonne in diesem Bilde, festgelegt ist, für die Gestalten der zu berechnenden Koronastrahlen von ausschlaggebender Bedeutung, und die numerische Berechnung muß daher selbstverständlich mit der Wahl eines passenden numerischen Wertes für diese Konstante, oder was dasselbe bedeuten würde, für den Sonnenradius r_0 anfangen.

Eine numerische Angabe über die Konstante k ist indessen aus dem Grunde außerordentlich schwer zu machen, weil sie, wie Formel (9) zeigt, eine Kombination aller das Problem bestimmenden physikalischen Größen darstellt, von denen einige überhaupt noch nicht genau bestimmt sind, andere dagegen je nach den Annahmen, die man machen will, in weiten Grenzen variiert werden können. Setzt man z. B. voraus, daß die Teilchen, welche die Sonnenkorona bilden, freie Elektronen sind, die mit einer Anfangsgeschwindigkeit v austreten, so hat man, da in diesem Falle

$$\begin{aligned} e &= 4.77 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^{3/2} \text{ g}^{1/2} \text{ sec}^{-1}, \\ m &= 0.899 \cdot 10^{-27} \text{ g}, \\ c &= 3.0 \cdot 10^{10} \text{ cm sec}^{-1} \end{aligned}$$

sind,

$$k^2 = 1.77 \cdot 10^7 \frac{M_{\odot}}{v}.$$

Sind die Koronateilchen dagegen ionisierte Atome, so kann zwar e im Zähler das Mehrfache des oben angegebenen Wertes betragen, das m im Nenner wird dann aber mindestens 2000mal größer sein, so daß der Wert von k^2 auch ungeachtet des Umstandes, daß die Geschwindigkeit in diesem Falle vermutlich eine sehr beträchtlich kleinere sein würde, wahrscheinlich viel kleiner ausfallen müßte. Was nun aber die Größe des magnetischen Momentes der Sonne betrifft, so läßt

sich dieses auch nicht annähernd mit der erforderlichen Genauigkeit aus den Messungen der magnetischen Feldstärke an der Oberfläche der Sonne bestimmen, weil diese Messungen je nach dem Niveau, auf das sie sich beziehen, sehr verschiedene Werte ergeben*). Wenn diese Diskrepanz reell ist, wäre sogar eine Revision der Annahme nötig, daß das Magnetfeld der Sonne durch dasjenige eines Elementarmagneten ersetzt werden darf. Näheres hierüber ist in dem abschließenden Kapitel dieser Arbeit zu finden. Aus gewissen Erwägungen, welche er in einer in den Comptes Rendus vom 20. Februar 1911 erschienenen Notiz angeführt hat, sah sich Störmer veranlaßt, den Berechnungen der Koronastrahlen einen solchen Wert der Konstanten k^2 zugrunde zu legen, bei dem die Länge des Sonnenradius $r_0 = 6.954 \cdot 10^{10}$ cm den Wert

$$r_0 = 0.4$$

erhält. Die Resultate seiner Berechnungen sind in der dritten seiner Publikationen unter dem Titel „Resultats des Calculs numériques des Trajectoires des Corpuscules électriques dans le Champ d'un aimant élémentaire“ (1914) in Tabellenform niedergelegt und auf Tafel IX und X der erwähnten Veröffentlichung graphisch dargestellt. Da die Kurven, trotz einer unverkennbaren Ähnlichkeit mit vielen Koronabildern, auf die von uns bestimmten empirischen Strahlen doch nicht ganz gut zu passen schienen, hielten wir es für der Mühe wert, zwecks einer besseren Bestimmung der Grenzen, innerhalb deren der Wert von k^2 liegen kann, analoge Bilder für etwas abgeänderte, sowohl größere als auch kleinere Werte der Konstanten zu berechnen, deren Resultate in den unten stehenden Figuren gegeben sind. Die Anfangsbedingungen sind, genau wie bei Störmer, so gewählt, daß die Strahlen in verschiedenen vorgegebenen heliographischen Breiten aus den am Sonnenrande liegenden Punkten radial auslaufen. Durch die heliographische Breite ψ und diese Bedingung wird die in die Gleichungen (9) eingehende Konstante γ für jeden Strahl bestimmt; denn bei radialem Austritt muß der Winkel ϑ des Strahles mit seiner Meridianebene gleich Null und daher auch $\sin \vartheta = R \frac{d\varphi}{ds} = 0$ sein, also nach Gleichung (7) (bei $k = 1$):

$$2\gamma = -\frac{R_0^3}{r_0^3} = -\frac{\cos^2 \psi}{r_0} \dots \dots \dots (10)$$

Die numerische Berechnung geschah in einer der Störmerschen ganz analogen Weise, mit nur ganz geringfügigen Unterschieden, indem wir uns so eng wie möglich an die von Herrn Strömgren für die Berechnung von Bahnen im Dreikörperproblem ausgearbeitete Methode anschlossen, d. h. die Interpolationsformeln

$$\begin{aligned} x &= [\text{II}f + \frac{1}{12}f - \frac{1}{240}f^{\text{II}} + \frac{31}{60480}f^{\text{IV}}] \cdot \omega^2 \\ x' &= [f + \frac{1}{2}f - \frac{1}{12}f^{\text{I}} + \frac{11}{720}f^{\text{III}} - \frac{191}{60480}f^{\text{V}}] \cdot \omega \end{aligned}$$

*) Vgl. Mount Wilson Contributions 71, 72, 148, auch Ap. J. 47, 206 und Deslandres: Remarques sur les Champs généraux, magnetique et électrique du Soleil. Compt. rend. 157, 517 (6. Oktob. 1913). Auch diese Arbeit, letzter Abschnitt.

benutzten (S. Bauschinger, Bahnbestimmungen II, Formeln), in denen x, x' sowohl R, R' als auch z, z' bedeuten können.

Die Rechnungen wurden für die Werte

$$r_0 = 0.3, 0.5, 0.55 \text{ und } 0.6$$

für eine Reihe von heliographischen Breiten ψ ausgeführt und ergaben die folgenden Bilder:

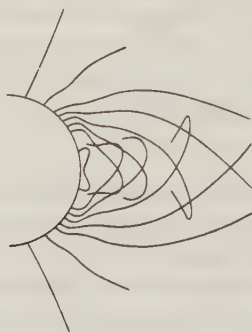


Fig. 2

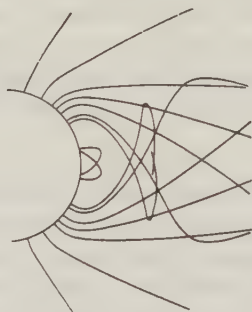


Fig. 3

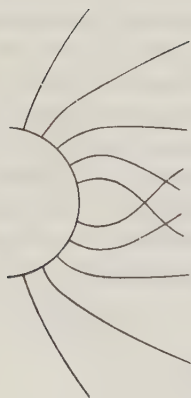


Fig. 4

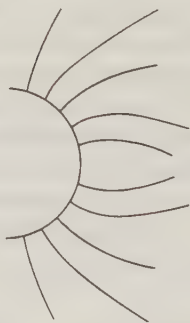


Fig. 5

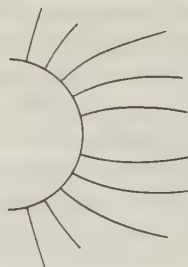


Fig. 6

Fig. 2. $r_0 = 0.3. \quad k^2 = \frac{eM}{mcv} = 5.38 \cdot 10^{22}$

Fig. 3. $r_0 = 0.4. \quad k^2 = \frac{eM}{mcv} = 3.03 \cdot 10^{22}$

Fig. 4. $r_0 = 0.5. \quad k^2 = \frac{eM}{mcv} = 1.94 \cdot 10^{22}$

Fig. 5. $r_0 = 0.55. \quad k^2 = \frac{eM}{mcv} = 1.60 \cdot 10^{22}$

Fig. 6. $r_0 = 0.6. \quad k^2 = \frac{eM}{mcv} = 1.34 \cdot 10^{22}$

Durch diese Rechnungen scheint der für die Erklärung der Korona in Betracht kommende Wert von k^2 nun tatsächlich in gewisse Grenzen eingeschlossen zu sein. Der Wert von k^2 , welcher dem Werte $r_0 = 0.3$ entspricht, stellt in der Tat wohl eine obere Grenze für diese Konstante dar, da bei ihm die Koronastrahlen der Polargegenden bereits eine Andeutung auf das Vorhandensein eines Wendepunktes verraten, der bei der wirklich beobachteten Korona in den Polarstrahlen bestimmt nicht vorhanden ist. Da gewisse für den Fall $r_0 = 0.2$ angestellte, hier nicht mitgeteilte Rechnungen gezeigt haben, daß diese Umbiegung der Polarstrahlen bei einer weiteren Verkleinerung von r_0 (also Vergrößerung von k) immer stärker in Erscheinung tritt, darf wohl angenommen werden, daß der wahre Wert von k^2 sicher unter dem Werte $5.38 \cdot 10^{22}$, der dem Werte $r_0 = 0.3$ entspricht, liegen muß. Andererseits erkennt man sofort aus den beiden letzten Figuren, daß es auch keinen Zweck haben würde, mit dem Werte von r_0 über 0.6 weiter heraufzugehen, da die Krümmung der Strahlen bereits für diesen eine ganz schwache geworden ist, und die für die Korona (namentlich im Minimum) so charakteristische Einschnürung der Äquatorstrahlen, welche bei den kleineren Werten von r_0 noch deutlich zu erkennen ist, nicht mehr erklärt werden könnte. Wir schließen also aus dieser Betrachtung, daß, wenn die hier untersuchte magnetische Theorie die allgemeinen Formen der Korona wirklich erklären soll, der wahre, für die Sonne geltende Wert von k^2 etwa zwischen $5 \cdot 10^{22}$ und $1 \cdot 10^{22}$ liegen muß.

C. Numerische Berechnung der Konstanten für einzelne beobachtete Strahlen. Ein sorgfältigerer Vergleich der obenstehenden Bilder mit der Originalaufnahme und den durchgepausten Diagrammen zeigt aber nun ferner, daß die beiden Polargegenden allerdings durch die theoretischen Kurven (etwa von $r_0 = 0.4$ aufwärts) gut dargestellt werden, daß auch einige in kleineren heliographischen Breiten anfangende Strahlen ihr theoretisches Gegenstück in den Bildern finden könnten, daß aber eine der charakteristischsten Eigentümlichkeiten der wirklichen Korona, welche auf der Aufnahme vom 10. September 1923 zu sehen ist, durch keinen theoretischen Strahl wiedergegeben wird. Das sind nämlich die in ziemlich großer Entfernung von der Sonne etwas konvex unter schwacher Neigung zum Sonnenäquator verlaufenden Strahlen (Fig. 1, Strahlen 10, 11, 13, 15).

Die sich auf diese Weise ergebende Unmöglichkeit, einige der tatsächlich beobachteten Koronastrahlen theoretisch wiederzugeben, kann natürlich durch die sehr weitgehenden Einschränkungen, welche wir letzteren durch die spezielle Wahl der Anfangsbedingungen auferlegt haben (radialer Austritt) hervorgerufen sein. Da aber die Berechnung weiterer Koronabilder, unter Variierung dieser Bedingungen, viel zu umständlich und zeitraubend sein würde, haben wir es vorgezogen, wenigstens für die längsten, am besten definierten Strahlen, das entgegengesetzte Verfahren einzuschlagen, nämlich aus ihrem ganzen Verlaufe durch eine Ausgleichung die Werte der für sie geltenden Konstanten γ und k zu bestimmen, und die Güte der Darstellung auf Grund der magnetischen Theorie auf diese Weise zu prüfen. Hierbei könnten für verschiedene Strahlen natürlich

verschiedene Werte von γ erhalten werden, das k müßte vermutlich aber für alle Strahlen gemeinsam sein, es sei denn, daß sie aus verschiedenen mit verschiedenen Geschwindigkeiten laufenden Teilchen bestehen, was, da die sichtbaren Strahlen nach Störmer durch eine große Menge von wirklichen korpuskularen Strömen erzeugt werden, kaum wahrscheinlich erscheint.

Die Aufgabe, welche wir uns jetzt stellen, ist also die folgende: Gegeben ist der Verlauf der Funktion $z = z(R)$, welche eine nach der Störmerschen Theorie, bei beliebigem, aber allen Elementarströmen gemeinsamem Austrittswinkel, mögliche Meridiankurve darstellen soll. Aus dieser Funktion sollen die Konstanten

$$2\gamma k = x \quad \text{und} \quad k^2 = y \dots \dots \dots (11)$$

welche sowohl das Feld als auch die Anfangsbedingungen der Bewegung charakterisieren, berechnet werden. Aus den gemessenen Koordinaten der Punkte des Koronastrahls, welche die Funktion $z = z(R)$ darstellen, lassen sich nach bekannten Interpolationsregeln unmittelbar auch die Werte der ersten und zweiten Derivierten

$$\frac{dz}{dR} = p \quad \text{und} \quad \frac{d^2z}{dR^2} = q \dots \dots \dots (12)$$

in jedem Punkt berechnen, somit auch der Wert der Krümmung $1/q$:

$$\frac{1}{q} = \frac{q}{(1 + p^2)^{3/2}} \dots \dots \dots (13)$$

Wir suchen nun nach einer theoretischen Relation zwischen den empirisch gegebenen Größen z, R, p, q und den zu bestimmenden Konstanten x, y . Eine Rechnung, die hier nicht wiedergegeben zu werden braucht (s. Veröffentlichungen Bonn Nr. 24), zeigt nun, daß diese Relation die Form hat:

$$Ax^2 + Bxy + Cy^2 - 1 = 0 \dots \dots \dots (14)$$

wo die Koeffizienten durch die Ausdrücke

$$\left. \begin{aligned} A &= \frac{q}{R^2} \left(\frac{1}{q} - \frac{z'}{R} \right), \\ B &= \frac{2q}{r^3} \left(\frac{1}{q} - \frac{z'}{R} \right) + \frac{q}{R} \left(\frac{3zR R'}{r^5} - \frac{(R^2 - 2z^2)z'}{r^5} \right), \\ C &= \frac{R^2 q}{r^6} \left(\frac{1}{q} - \frac{z'}{R} \right) + \frac{Rq}{r^3} \left(\frac{3zR R'}{r^5} - \frac{(R^2 - 2z^2)z'}{r^5} \right), \end{aligned} \right\} \dots \dots (14')$$

gegeben werden, in denen nur noch die Größen z', R' und q durch ihre Ausdrücke in p und q zu ersetzen sind*).

*) z' und R' sind die Differentialquotienten von z und R nach der Bogenlänge σ der Meridiankurve; es ist daher

$$z' = \frac{p}{\sqrt{1+p^2}}; \quad R' = \frac{1}{\sqrt{1+p^2}}.$$

Eine weitere Rechnung führt zu dem Resultat, daß unter Verwendung der Abkürzungen:

$$\left. \begin{aligned} h &= \frac{p(1+p^2)}{qR}, \\ k &= \frac{3(1+p^2)(z-pR)}{qr^2}, \\ r^2 &= R^2 + z^2, \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (15)$$

die drei Koeffizienten der Gleichung (14) die einfache Form erhalten:

$$\left. \begin{aligned} A &= \frac{1}{R^2}(1-h), \\ B &= \frac{1}{r^3}(2+k), \\ C &= \frac{R^2}{r^6}(1+h+k). \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (16)$$

Sobald also aus den Koordinaten z, R der Punkte eines Strahles die Werte p und q für jeden Punkt berechnet sind, können auch die Koeffizienten A, B, C berechnet und die Bedingungsgleichungen (14) für jeden Punkt aufgestellt werden, worauf die Aufgabe nur noch darin besteht, dasjenige Wertepaar von x und y zu finden, welches allen Bedingungsgleichungen am besten genügt. Sobald diese Werte bestimmt sind, ergeben die Gleichungen (11) auch die gesuchten Werte von k^2 und γ , und die Richtungswinkel der Geschwindigkeit im Austrittspunkte ergeben sich dann zu:

$$\left. \begin{aligned} \cos(v, T) &= \sin \vartheta_0 = S_0 = \frac{R_0}{r_0^3} y + \frac{1}{R_0} x, \\ \cos(v, R) &= \frac{dR}{ds} = R'_0 \sqrt{1-S_0^2} = \frac{\sqrt{1-S_0^2}}{\sqrt{1+p_0^2}}, \\ \cos(v, z) &= \frac{dz}{ds} = z'_0 \sqrt{1-S_0^2} = \frac{p_0 \sqrt{1-S_0^2}}{\sqrt{1+p_0^2}}, \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (17)$$

wo durch den unteren Index Null die dem Sonnenrande entsprechenden Werte gekennzeichnet sind*).

Diese gesamte Rechnung wurde für fünf charakteristische Koronastrahlen vollständig durchgeführt. Vier von diesen Strahlen (Nr. 10, 13, 11, 15) liegen nahe in Richtung des Sonnenäquators, zeigen deutliche Krümmung und konnten besonders weit von der Sonne weg in die äußere Korona hinein verfolgt werden. Sie sind auf die verschiedenen Quadranten verteilt: 10 im SO, 13 im NO,

*) Das p_0 und das R_0 müssen hier allerdings durch numerische Integration der Differentialgleichungen (8) mit den nunmehr bekannten Konstanten des Strahles k^2 und γ zurück bis zum Schnittpunkte des Strahles mit dem Sonnenrande berechnet werden.

11 im SW, 15 im NW. Der fünfte Strahl (Nr. 16) ist ein sehr kurzer, aber sehr deutlich hervortretender, stark gekrümmter Strahl, der nicht weit vom Südpol aus der Sonne heraustretend, nach Westen umbiegt. Er bleibt im Gegensatz zu den vier anderen Strahlen ganz in der inneren Korona.

Die Resultate für diese fünf Strahlen, mit ihren mittleren Fehlern, sind folgende:

Korona- strahl:	10	11	13	15	16
x_{dcn}	$-1.48(\pm 0.15)$	$-1.68(\pm 1.07)$	$-1.08(\pm 0.46)$	$-1.94(\pm 0.64)$	$+0.46(\pm 0.10)$
y_{dcn}	$+0.39(\pm 0.05)$	$+0.57(\pm 0.96)$	$+0.26(\pm 0.23)$	$+0.70(\pm 0.26)$	$+0.53(\pm 0.29)$
r_0	0.63	0.53	0.78	0.47	0.55

Als zweite Lösung gilt in jedem Falle auch die, in welcher beide Zeichen (also das für x und y) umgekehrt sind. Da aber die Quadratwurzel aus y gleich der Einheit k des Längenmaßes sein soll, muß immer diejenige Lösung genommen werden, für die $y > 0$ ist. Die Werte r_0 in der letzten Zeile stellen das Verhältnis der Länge des Sonnenradius auf der untersuchten Platte in Dezimetern ($r_{\odot} = 0.396$ dcm) zu dem sich jeweils ergebenden Werte $k = \sqrt{y}$ der Längeneinheit dar, und sind daher mit den Werten r_0 , welche die verschiedenen oben behandelten theoretischen Fälle charakterisieren, unmittelbar vergleichbar. Sie stimmen, wenigstens der Größenordnung nach, in beachtenswerter Weise untereinander überein und zeigen, daß die magnetischen Felder, bei denen unsere empirisch festgelegten Kurven als „Meridiankurven“ (bei nicht radialer Ausströmungsrichtung der Teilchen) erscheinen können, ihrer Intensität nach etwa in den oberen Teil des von den theoretischen Diagrammen eingeschlossenen Intervalles fallen. Der Mittelwert der hier erhaltenen Werte r_0 ist

$$\bar{r}_0 = 0.59,$$

und da der wirkliche Sonnenradius in Zentimetern den Wert

$$r_{\odot} = 6.96 \cdot 10^{10} \text{ cm}$$

hat, folgt hieraus schließlich für k^2 der hart umkämpfte Wert

$$k^2 = \frac{eM}{mcv} = \left(\frac{r_{\odot}}{r_0}\right)^2 = \left(\frac{6.96}{0.59}\right)^2 \cdot 10^{20} = 1.38 \cdot 10^{22}.$$

Einen Wert dieser Größenordnung mußten wir erwarten, nachdem wir im ersten Teil dieses Kapitels unter Annahme bestimmter Werte für diese Konstante die resultierenden Koronabilder berechnet hatten. Dem erhaltenen Endwert messen wir auch numerisch nicht viel Bedeutung bei — dazu ist das verwendete Material zu dürftig —, vielmehr lag uns daran, einen Weg zu suchen und bis zu Ende zu durchschreiten, auf dem man die wichtige fundamentale Konstante eM/mcv direkt aus einzelnen beobachteten Formen der Koronastrahlen ableiten und so die Störmersche Koronatheorie prüfen kann.

Nun könnten für jeden der fünf Strahlen auch die Richtungskosinusse für den Austrittspunkt aus der Sonnenoberfläche nach den Formeln (28) berechnet

werden, jedoch wären hierfür neue numerische Quadraturen der Differentialgleichungen, unter Benutzung der sich aus x und y ergebenden Werte von γ und k^2 (zur Berechnung der Größen R_0 und ρ_0), erforderlich, da eine Extrapolation auf den Sonnenrand mit Hilfe der Kurven vierten Grades natürlich zu gänzlich falschen Werten für diese Größen führen würde. Wir haben es nicht für der Mühe wert gehalten, diese immerhin ziemlich weitläufigen Rechnungen für ein so spärliches Material auszuführen, und behalten uns vor, gelegentlich der Anwendung der in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Untersuchungsmethoden auf eine größere Anzahl von Finsternisaufnahmen, auf diesen Punkt zurückzukommen. Hier sei nur die Tatsache erwähnt, daß einige ganz rohe Überschlagsrechnungen für die $\sin \vartheta_0$ der fünf oben betrachteten Strahlen durchweg Werte ergeben haben, welche in der Nähe von 1 liegen (in einigen Fällen ergibt sich sogar $\sin \vartheta_0 > 1$, was bei der geringen Genauigkeit der Festlegung des Verlaufes der Strahlen natürlich nicht allzu tragisch genommen zu werden braucht). Hieraus müßte der überraschende Schluß gezogen werden, daß sich die langen Koronastrahlen auf Grund der magnetischen Theorie leichter durch beinahe tangential zur Sonnenoberfläche ausströmende Teilchen als durch radial herausgeschleuderte erklären lassen. Wir legen aber dieser Feststellung, deren physikalische Deutung vermutlich keineswegs leicht sein dürfte, gar keinen Wert bei, solange sie nicht durch weitere experimentelle Ergebnisse erhärtet ist, und erwähnen sie hier nur der Vollständigkeit halber.

Bevor wir zur Diskussion der physikalischen Bedeutung der in diesem Kapitel erhaltenen numerischen Werte von k^2 übergehen (die den Abschluß der vorliegenden Arbeit bilden soll), wollen wir an dieser Stelle nun vom rein astrophysikalischen Standpunkte aus die Leistungsfähigkeit der magnetischen Koronatheorie zusammenfassend beurteilen. Es kann wohl nicht bestritten werden, daß diese Theorie, im Vergleich zu der in der Einleitung erwähnten Bredichinschen Theorie, eine weitergehende und befriedigendere Deutung der in der Sonnenkorona beobachteten Strahlenformen gestattet. Ihr Vergleich mit der Erfahrung führt nicht, wie es bei der Bredichinschen Theorie der Fall war, zu Widersprüchen, sondern liefert sogar ein ziemlich eng begrenztes Gebiet, innerhalb dessen der Wert der in die Theorie eingehenden Grundkonstanten liegen muß. Daß sich ein ganz ähnlicher Wert dieser Konstanten auch aus der Behandlung einzelner rein empirisch festgelegter Strahlen als Resultat einer langen Rechnung auf Grund dieser Theorie ergibt, spricht auch ganz entschieden zugunsten ihrer objektiven Richtigkeit. Ihre Plausibilität wird durch gewisse, bei der unmittelbaren Betrachtung von Koronabildern in die Augen springende Eigentümlichkeiten der koronalen Strukturen unterstützt. Hierher gehört in erster Linie die bereits in der Einleitung erwähnte symmetrische, fächerförmige Verteilung der Polarstrahlen, die ja den ersten Anstoß zur Heranziehung des Magnetfeldes der Sonne zwecks Erklärung der Koronaphänomene gegeben hat, sodann aber auch noch eine weitere Tatsache, die bis jetzt weniger beachtet worden zu sein scheint, der aber zweifellos eine große Bedeutung beizumessen ist, nämlich die

sehr häufig bei Strahlenbüscheln in mittleren und kleinen heliographischen Breiten auftretende einseitige scharfe Berandung. Wenn die auf den Aufnahmen sichtbaren Strahlen die wahren Bahnkurven der Teilchen wären, so ließe sich wohl schwer ein Grund dafür finden, warum die Büschel meistens auf einer Seite scharf begrenzt, auf der anderen sehr diffus sind. Nimmt man aber an, wie es die magnetische Erklärung tut, daß die sichtbaren Strahlen nur durch perspektivische Häufungen im Visionsradius von äquidistant um die Sonnenachse in der Ebene eines Breitenkreises (siehe Einleitung) zerstreuten Teilchen entstehen, so wird sofort klar, daß die scharfe (auf der äußeren Seite des Büschels liegende) Berandung nichts anderes ist als die durch perspektivische Häufung markierte „Meridiankurve“. Daß die erwähnte Erscheinung bei den Polarstrahlen in viel schwächerem Maße (oder überhaupt nicht) wahrnehmbar ist, würde mit den von der magnetischen Theorie für die Teilchen vorausgesagten wahren Bahnkurven durchaus im Einklange stehen.

Eine weitere Ausmalung des durch die magnetische Theorie von der Sonnenkorona entworfenen Bildes dürfte zur Zeit wohl entschieden noch verführt sein. Man könnte sich z. B. geneigt fühlen, die periodischen Änderungen der Gestalt der Sonnenkorona, an Hand der Diagramme 3 bis 7, auf eine mit der Fleckenperiode zusammenhängende Veränderlichkeit der Konstanten k^2 zurückzuführen, und zwar in dem Sinne, daß die größeren Werte von k der Minimumgestalt, die kleineren der Maximumgestalt der Korona entsprächen. Die Ursache dieser Veränderlichkeit wäre nicht so sehr in einer Veränderlichkeit des magnetischen Feldes der Sonne (magnetisches Moment M_{\odot}) zu suchen, da man letzteres im Maximum gefühlsmäßig als größer anzunehmen geneigt wäre, als vielmehr in einer durchschnittlich größeren Austrittsgeschwindigkeit der Teilchen, durch die das Verhältnis M_{\odot}/v also auch k verkleinert, und demnach r_0 vergrößert werden müßte. Ob solche Spekulationen auf physikalischen Realitäten beruhen, kann natürlich nur durch die Untersuchung eines weiteren, sehr viel reichhaltigeren Beobachtungsmaterials entschieden werden.

Schließlich sollen auch noch gewisse Schwierigkeiten, auf welche die magnetische Theorie stößt, nicht verschwiegen werden. Wie schon mehrfach erwähnt, erfordert das Sichtbarwerden eines Koronastrahles nach dieser Theorie eine perspektivische Häufung von Teilchen, welche sich in beinahe identischen, nur um die Sonnenachse gegeneinander verdrehten Bahnen bewegen. Solange die Austrittsrichtung dieser Strahlen als radial vorausgesetzt wird, scheint hiergegen nichts einzuwenden zu sein, da die verschiedenen, tatsächlich vorhandenen Austrittsrichtungen sehr wohl um die radiale Richtung herum verteilt sein könnten, so daß das Vorhandensein solcher „Herde“ längs eines Breitenkreises nichts Auffälliges haben würde. Wenn wir aber, wie das bei der Untersuchung der fünf letzten Strahlen geschehen ist, die Annahme des radialen Austritts fallen lassen und die Austrittsrichtung aus dem Verlauf der „Meridiankurve“ berechnen, so nehmen wir stillschweigend an, daß längs eines Stückes eines Breitenkreises der Sonne eine Gruppe von „Herden“ verteilt ist, die alle in der gegen den je-

weiligen Sonnenmeridian gleichen Richtung ihre Teilchen herausschleudern. Eine solche Annahme könnte natürlich für eine recht gekünstelte gehalten werden; es läßt sich aber zu ihrer Rechtfertigung vielleicht sagen, daß das magnetische Feld hier eine selektive Wirkung ausüben kann, indem die unter anderen Winkeln austretenden Teilchen sehr stark verschiedene Bahnen beschreiben, so daß die perspektivische Wirkung nur für diejenigen Teilchen zustande kommt, deren Austrittswinkel in bezug auf die durch den Austrittspunkt durchgehende Meridianebene nicht zu stark voneinander abweichen.

Eine zweite Schwierigkeit ist die, namentlich beim Minimum der Sonnentätigkeit so auffallende Kürze der Polarstrahlen, für die die magnetische Theorie noch keine Erklärung zu geben weiß. In diesem Punkte scheint ihr die Bredichinsche Theorie auf den ersten Blick voraus zu sein, da sie die Annahme machen kann, daß die Koronastrahlen nur in den äquatorialen Gegenden anfangen, und daß die Polarstrahlen weiter nichts sind als die vor oder hinter der Sonne liegenden Spitzen sehr langer äquatorialer Strahlen. O. Bergstrand ist aber der Ansicht, daß zur Erklärung gewisser photometrischer Phänomene doch die Annahme gemacht werden muß, daß außer den nur perspektivischen Polarstrahlen auch noch echte, also wirklich kurze Polarstrahlen vorhanden sind, so daß diese Schwierigkeit auch für die Bredichinsche Theorie in vollem Maße besteht. Ja, sie ist für letztere in gewissem Sinne sogar noch größer, da ja für ein zentrales, inversquadratisches Kraftgesetz alle Punkte der Sonnenoberfläche dynamisch gleichwertig sind, während die wahren Bahnen der Teilchen nach der magnetischen Theorie am Äquator und an den Polen voneinander gänzlich verschieden sein müssen. (Schluß folgt.)

Reinsche Ferienkurse in Jena, 3. bis 15. August 1931

Abteilung Naturwissenschaften

Nach dem Tode von Prof. Dr. W. Detmer, dem Mitbegründer der Jenaer Ferienkurse und langjährigen Leiter deren naturwissenschaftlichen Abteilung hat Privatdozent Dr. H. Brintzinger, Jena, die Leitung dieser Abteilung übernommen.

Unter der neuen Leitung wird das bereits in den letzten Jahren hervortretende Bestreben weiter verfolgt werden, die Kurse immer mehr zu Fortbildungskursen auszugestalten, die, aufbauend auf dem bisher Bekannten, die neueren Forschungsergebnisse auf den verschiedenen naturwissenschaftlichen Gebieten durch Vortrag und Experiment vermitteln. Den Hörern wird dadurch ein abgerundetes, dem Stand der neuesten Forschung entsprechendes Bild der verschiedenen Wissensgebiete gegeben.

Die Kurse finden in der Universität und den Universitätsinstituten statt. Die Dozenten gehören durchweg dem Lehrkörper der Universität Jena an.

Folgende Kurse werden in der naturwissenschaftlichen Abteilung abgehalten: Kolloidchemie, mit Anleitung zu kolloidchemischen Schulexperimenten, Privatdozent Dr. Brintzinger (6 Doppelstunden); Experimente aus der organischen Chemie und Biochemie, Privatdozent Dr. Maurer (6 Doppelstunden); Aufbau der Materie, Prof. Dr. Joos, (12 Stunden); Theorie und Praxis der Photographie, Dr. Rzymkowski (6 Doppelstunden); Grundlagen der Pflanzenphysiologie, Privatdozent Dr. Brauner (12 Stunden); Aufbau und Kräfte des Erdkörpers, Prof. Dr. Sieberg (12 Stunden); Die moderne Zoologie im Schulunterricht, Prof. Dr. Franz (12 Stunden); Zoologische Mikroskopier- und Präparierübungen, Prof. Dr. Franz (12 Doppelstunden); Bau und Funktion des Gehirns, Prof. Dr. Noll (6 Stunden); Grundbegriffe der Bakteriologie, Prof. Dr. Lehmann (6 Doppelstunden); Physiologie und Chemie der Ernährung und des Körperhaushalts, Privatdozent Dr. Schliephake (6 Doppelstunden); Die Erzeugung ultrakurzer Wellen und deren Anwendungsgebiete, Prof. Dr. Esau (Abendvortrag).

Außer den bisherigen bewährten Dozenten sind an den diesjährigen Ferienkursen folgende neugewonnene Herren beteiligt: Prof. Dr. Esau, Professor für technische Physik an der Universität, der weit über die Grenzen Deutschlands hinaus bekannte Forscher auf dem Gebiete der Kurzwellentechnik; Prof. Dr. Joos, Professor für theoretische Physik an der Universität, dessen kürzlich mit einer bisher für unmöglich erachteten Präzision ausgeführte Wiederholung des Michelsonversuchs, der grundlegend für die Relativitätstheorie ist, internationales Aufsehen erregte; Privatdozent Dr. Brauner, der zahlreiche pflanzenphysiologische Arbeiten veröffentlichte, und Dr. Rzymkowski, ein langjähriger Mitarbeiter von Prof. Dr. Luther, Direktor des Wissenschaftlich-Photographischen Instituts der Technischen Hochschule Dresden.

In Verbindung mit den wissenschaftlichen Kursen ist eine besondere Abteilung für Hauswirtschaftswissenschaft geschaffen worden. Daneben stehen den Naturwissenschaftlern auch die anderen Abteilungen der Jenaer Ferienkurse: Philosophie, Pädagogik, Literatur, Kunst, Sprache offen. Alles Nähere über die Kurse, auch über die gemeinsamen Ausflüge und sonstigen Veranstaltungen, Kosten usw. enthält das Programm, das unentgeltlich durch das Sekretariat: Frl. Cl. Bloemeyer, Jena, Carl-Zeiss-Platz 15 versandt wird.

Der Arbeitsausschuß der Reinschen Ferienkurse Jena.

Berichtigungen

Zeitschr. f. Geophys., Jahrg. VII, Heft 3/4, 1931:

S. 86, Formel für u lies: $\left\{ \frac{n+2}{2(n+1)} (1 - \dots \text{statt} \left\{ \frac{n+2}{n+1} (1 - \dots$

S. 90, Zeile 5 von unten lies: 2.6.8 statt 2.11.

S. 90, Zeile 2 von unten lies: 2.11.3 statt 2.19.

S. 90, Zeile 2 von unten lies: das 13—30 fache statt das 7—17 fache.

Seismische Beobachtungen bei Steinbruchsprengungen

Von **Bernhard Brockamp** — (Mit 3 Abbildungen)

Seismische Aufzeichnungen von Steinbruchsprengungen, die vom Geophysikalischen Institut in Göttingen bis 1929 gewonnen wurden, sind erneut bearbeitet und durch vier neue im Jahr 1929 gewonnene ergänzt. Die Laufzeiten wurden auf eine gemeinsame Seehöhe reduziert. Der Einfluß der geologischen Verschiedenheit des Stationsuntergrundes auf die Laufzeit wurde berücksichtigt. Trotzdem bleibt bei einzelnen Stationen eine Abweichung gegen die mittlere Laufzeitkurve; diese erlaubt einen Schluß auf die lokale Dicke des Deckgebirges. Die darunter liegende P_2 -Schicht wird als varistisches Grundgebirge gedeutet. Ihre Mächtigkeit beträgt 5–7 km. Die untere Grenze der P_2 -Schicht fällt von Göttingen aus nach S bis auf 12 km Tiefe ab; und steigt nach SW und SO auf $7\frac{1}{2}$ km an. Die Geschwindigkeit von P_2 beträgt 5.9 km/sec, von P_3 6.7 km/sec. Dem P_2 entspricht \bar{P} , dem P_3 entspricht P^* bei Nahbeben.

Über Beobachtungsergebnisse bei Steinbruchsprengungen, durchgeführt vom Geophysikalischen Institut Göttingen, wurde in der Zeitschr. f. Geophys. 1929, S. 159–171 unter dem Titel: E. Wiechert †: „Seismische Beobachtungen von Steinbruchsprengungen“¹⁾, B. Brockamp und K. Wölcken: „Bemerkungen zu den Beobachtungen von Steinbruchsprengungen“²⁾ berichtet. In diesen Arbeiten wurden Laufzeitkurven für zusammengehörige longitudinale Wellen aufgestellt, die Geschwindigkeit dieser Wellen angegeben und die Tiefe der zugehörigen Schicht in einzelnen Gegenden bestimmt. Unterschieden wurden:

1. P_1 -Wellen, die sich nur durch das Deckgebirge fortgepflanzt haben. Ihre Geschwindigkeit beträgt:

3.5 km/sec	in der Gegend von Göttingen für Entfernungen bis 16 km,
1.7 „	in der Gegend von Treysa „ „ „ 10 „ .
5.6 „	im Basalt des Vogelsberges „ „ „ 12 „ .

2. P_2 -Wellen. Die Einsätze dieser Wellen konnten von 16 bis 230 km verfolgt werden. Ihre Laufzeitkurve scheint von 16 bis 230 km eine Gerade zu sein. Wegen dieser Geradlinigkeit wurde eine einheitliche wellenleitende Schicht angenommen: „das Grundgebirge“. Als mittlere Geschwindigkeit von P_2 wurde 5.9 km/sec gefunden. Die Tiefe des Grundgebirges wurde bei Göttingen zu etwa 2.5 km, bei Treysa (hessische Senke) zu 0.7 km bestimmt (maximale Werte).

3. P_3 -Wellen. In 80 km Entfernung vom Sprengort trafen diese Wellen um 0.7 sec vor den P_2 -Wellen ein. Ihre Geschwindigkeit wurde zu 6.72 km/sec berechnet. Als Tiefe der P_3 -Schicht wurde 8 ± 2 km gefunden.

Bei der Bearbeitung der Sprengungen in vorgenannten Arbeiten galt als Laufzeit die Zeitdifferenz vom Sprengmoment bis zur Ankunft der Wellen. Nicht berücksichtigt wurde die Abhängigkeit der Laufzeit von der Höhenlage und von dem Untergrund des Spreng- und Beobachtungsortes. Im Nachstehenden werden die Laufzeiten nach diesen beiden Gesichtspunkten reduziert und die sich dann ergebenden Laufzeiten diskutiert. Ferner sind vier neue, während 1929 vom Geophysikalischen Institut gewonnene Beobachtungen von Steinbruchsprengungen hier mit verwendet worden.

1. Reduktion auf ein einheitliches Niveau unter Berücksichtigung des jeweiligen Stationsuntergrundes, reduzierte Laufzeiten. Als Bezugsniveau ist Göttingen mit 270 m über NN gewählt. Die Höhenlagen der einzelnen Stationen sind Meßtischblättern entnommen. Angaben über den Untergrund entstammen geologischen Karten. Für die Sprengungen, die im Basalt standen, wurde die Basaltbasis, die Auflagerungsfläche des Basalts auf anstehendem Gestein, aus der Arbeit von Hummel: „Die tektonische Entwicklung des Schollengebirges“⁽³⁾, entnommen. Die Reduktion wird folgendermaßen durchgeführt:

Die Mächtigkeiten der Gesteinsschichten, die sich am Aufbau des Stationsuntergrundes von Stationshöhe bis 270 m über NN beteiligen, werden bestimmt. Dann werden für die Gesteinsschichten bekannte Geschwindigkeiten, die aus Sprengbeobachtungen an anderen Orten gewonnen wurden, eingeführt, und aus den einzelnen Schichtdicken mit ihren zugehörigen Geschwindigkeiten die Korrekptionszeiten berechnet. Als Geschwindigkeiten wurde eingeführt: für

Basalt	5.6 km/sec	[Brockamp-Wölcken ²]
Kalk	4.2 „	(Muschelkalk) [Schweydar-Reich ⁴]
Buntsandstein	2.2 „	[Meisser-Martin ⁵]
Tertiäre Sande und Tone	1.7 „	[Brockamp-Wölcken ²]
Altes Gebirge	5.5 „	[Brockamp-Wölcken ²]
Wo Muschelkalk und Buntsandstein sich am Aufbau beteiligen	3.5 „	[Brockamp-Wölcken ²]

Tabelle 1 bringt in Spalte I die Namen der Stationen, in II ihre Höhenlage, in III Differenzen gegen 270 m und das anstehende Gestein, in IV das geologisch-topographische Reduktionsglied.

Bis auf Holzhausen und Jüterbog liegen alle Stationen höher als 270 m. Holzhausen liegt um 20 m unter dem Bezugsniveau. Die topographisch-geologische Reduktion kann vernachlässigt werden. Jüterbog befindet sich 200 m unter dem Bezugsniveau. Als Geschwindigkeit in der fehlenden Gesteinsschicht ist $v_1 = 3.5$ km/sec gewählt.

Die Korrekptionsgrößen schwanken zwischen -0.15 und $+0.10$ sec. Tabelle 2 bringt die Entfernung Δ zwischen Sprengort und Beobachtungsstation, Sprengort und Beobachtungsstation, die beobachteten und die nach Tabelle 1 reduzierten Laufzeiten und die maximalen Beobachtungsfehler Δt . Von den in Tabelle 2 angeführten Beobachtungsdaten wurden vor dem Tode von Herrn Ge-

Tabelle 1. Sprengstationen

I.	II. m	III.	IV. Topographisch- geologische Reduktion sec
Hoher Hagen . . .	500	— 230 m Muschelkalk—Buntsandstein; $V = 3.5 \text{ km/sec}$	— 0.07 bis — 0.1
Elgershausen . . .	500	— 230 m Tertiär—Buntsandstein; $V = 2.0 \text{ km/sec}$	— 0.1
Holzhausen . . .	250	+ 20 m Tertiär—Buntsandstein; $V = 2.0 \text{ km/sec}$	0
Großenritte . . .	440	— 170 m Tertiär—Buntsandstein; $V = 2.0 \text{ km/sec}$	— 0.08 bis — 0.1
Oberaula	500	— 230 m: 50 m Basalt, 180 m Muschel- kalk—Buntsandstein; $V = 3.5 \text{ km/sec}$	— 0.05
Treysa	375	— 100 m: 70 m Basalt, 30 m Buntsand- stein; $V = 5.0 \text{ km/sec}$	— 0.02
Seiferts	800	— 530 m: 200 m Basalt, 300 m Bunt- sandstein; $V_1 = 5.6 \text{ km/sec}$ $V_2 = 2.2 \text{ „}$	— 0.15
Steinau	300	— 30 m Basalt; $V = 5.6 \text{ km/sec}$	0
Menden	400	— 130 m altes Gebirge	— 0.02
Morlesau	500	— 230 m: 100 m Basalt, 130 m Buntsand- stein—Muschelkalk; $V_1 = 5.6 \text{ km/sec}$ $V_2 = 3.5 \text{ „}$	— 0.08 bis — 0.1
Jüterbog	70	+ 200 m Muschelkalk—Buntsandstein; $V = 3.5 \text{ km/sec}$	+ 0.07 bis + 0.1
Immenreuth . . .	600	— 300 m Basalt, altes Gebirge; $V = 5.5 \text{ km/sec}$	— 0.05

Tabelle 1. Beobachtungsstationen

I.	II. m	III.	IV. sec
Grund	500	— 230 m Altes Gebirge; $V = 5.5 \text{ km/sec}$	— 0.04
Büchenberg . . .	520	— 250 m Altes Gebirge; $V = 5.5 \text{ km/sec}$	— 0.04
Lichtenfels . . .	600	— 330 m Altes Gebirge; $V = 5.5 \text{ km/sec}$	— 0.05
Nuttlar	500	— 230 m Altes Gebirge; $V = 5.5 \text{ km/sec}$	— 0.04
Kammerbach . . .	300	— 30 m Zechstein	< 0.01
Borheck	380	— 100 m Muschelkalk—Buntsandstein; $V = 3.5 \text{ km/sec}$	— 0.03
Göttingen	270	Muschelkalk—Buntsandstein; $V = 3.5 \text{ km/sec}$	0.00

heimrat Wiechert 1, 3, 4, 6, 8, 11, 12, 16, 17 gesammelt. Nach dem Tode von Geheimrat Wiechert lag die Organisation dieser seismischen Arbeiten bis März 1929 in meinen Händen. Der Zeitdienst wurde so umgestellt, daß an allen Stationen dieselben radiogegebenen Zeiten registriert werden konnten. Die Bewegungen der Feder im Magnetfeld eines Lautsprechersystems wurden auf einen kleinen Spiegel übertragen und so die von einem Sender gegebenen Zeiten photographisch aufgeschrieben⁶⁾. Auf demselben Film wurden auch die Bewegungen des Seismometers registriert. Vor Ausarbeitung der Apparatur zur Registrierung

der Radiozeiten wurde der Sprengmoment folgendermaßen bestimmt: 100 m von der Sprengstelle entfernt wurde ein kleines rußschreibendes Vertikalseismometer aufgestellt. Über dem letzten Hebelarm des Seismometers war ein kleiner Elektromagnet in einem Stromkreis, der durch einen Morsetaster geschlossen und unterbrochen werden konnte, angebracht. Nach Schließen bzw. Öffnen des Stromkreises wurde der Hebel des Seismometers vom Elektromagneten angezogen oder abgestoßen und ein Ausschlag auf der Seismometerkurve erzielt. Mit dem Morsetaster wurden Minutenmarken nach einem sorgfältigst kontrollierten Chronometer gegeben und die Zeit des ersten Einsatzes des „Sprengbehens“ festgelegt. Der Sprengmoment wurde aus der Zeitangabe für den ersten Einsatz, aus der Geschwindigkeit der Longitudinalwellen für das anstehende Gestein und der Entfernung des Seismometers von der Sprengkammer bestimmt. Späterhin wurde am Beobachtungsort ein kleines Vertikaltorsionsseismometer mit photographischer Registrierung verwandt. Auf diesen Registrierfilmen liegen drei Kurven nebeneinander, eine ist die Aufzeichnung der radiogegebenen Zeiten, eine zweite rührt vom Vertikalseismometer her, und die dritte ist die sogenannte Ablenkungskurve, die den Sprengmoment aufzeichnet. Durch die Sprengmasse ist ein Kabel gelegt, das bei der Explosion zerrissen wird. Durch dieses Zerreißen wird der Ruhestrom in dem Kabel unterbrochen, und es schnellte eine mit einem Spiegel versehene Feder, die vorher von einem kleinen Elektromagneten angezogen wurde, zurück und ruft auf der Ablenkungskurve einen Ausschlag hervor. Der Abriß erfolgt so schnell, daß die Verzögerung (0.002 sec) durch die Ablenkungsapparatur für die vorliegenden Betrachtungen nicht berücksichtigt zu werden braucht. Die Verzögerung der Ablenkungsapparatur wurde, wie folgt, festgestellt: In 20 cm Abstand von einem Seismometer wurde das Kabel zum Ablenkungsrelais durchschlagen. Seismometerbewegung, Abriß des Relais und Sekundenmarken (letztere durch eine Riefler-Pendeluhr gegeben) wurden auf einem Film registriert. Die Transportgeschwindigkeit des Films war 85.0 ± 0.2 mm/sec. Es wurde auf $0.1 \text{ mm} = 0.0012 \text{ sec}$ genau unter dem Mikroskop abgelesen. Bei den Versuchen stand die Apparatur auf Betonboden. Die Geschwindigkeit der longitudinalen Wellen in Beton ist $\geq 1500 \text{ m/sec}$. Hieraus ergibt sich für die Verzögerung ein um 0.0002 sec zu kleiner Wert, der aber weit unter der Beobachtungsgenauigkeit liegt. Für die Sprengstation baute ich noch ein kleines Horizontaltorsionspendel nach dem Prinzip von Wood mit der Eigenperiode von $\frac{1}{6} \text{ sec}$. Um einen vertikal gespannten, tordierten Stahldraht schwingt ein kleines Messinggewicht, an dem ein Spiegel befestigt ist. Das Pendel ist mit einer Flüssigkeitsdämpfung versehen. Das von Wiechert gebaute Vertikaltorsionsseismometer besitzt gleichfalls eine Eigenperiode von $\frac{1}{6} \text{ sec}$.

Die Daten: Oberaula—Lichtenfels, Oberaula-Nuttlar. Menden—Göttingen. Menden—Borheck wurden 1929 unter Leitung von Professor Angenheister gewonnen. In Nuttlar beobachtete ich gemeinsam mit Herrn Mechaniker Riehn. in Borheck mit Herrn stud. Massmeyer†. In beiden Fällen wurden auch die Radiozeiten mitregistriert. In Nuttlar und Borheck wurde mit dem 800000fach

vergrößernden Wiechertschen Vertikalpendel beobachtet, in Lichtenfels und Göttingen mit einem 500000fach vergrößernden Wiechertschen Vertikal-seismographen. — Die Entfernungen sind nach der Wiechertschen Formel 7) berechnet. Die Koordinaten der Stationen sind aus Meßtischblättern (Maßstab 1:25000) und der Karte des Deutschen Reiches (1:100000) abgelesen. Die Ablesefehler sind auf keiner Station größer als ± 50 m, dem entspricht in Zeit für P_2 und $P_3 \pm 0.01$ sec. für $P_1 \pm 0.03$ sec Bestimmung des Sprengmoments, Schärfe des Einsatzes und Art des Zeitdienstes sind bei der Zeitangabe berücksichtigt. Die Parallaxen zwischen den einzelnen Kurven wurden auf ± 0.01 sec genau bestimmt und in Rechnung gesetzt (Zeit-, Ablenkungs-, Seismometerkurven). Die Relaisverzögerung, das ist die Verspätung der Übertragung des Sprengmoments auf den Registrierfilm, betrug 0.002 sec. Die Ablesegenauigkeit des Abrisses betrug ± 0.3 mm = ± 0.01 sec, die des Einsatzes ± 0.5 mm = ± 0.02 sec. Der Abstand zweier aufeinander folgender Sekundenmarken 31.5 ± 0.2 mm; es ist also erlaubt, die Registriergeschwindigkeit innerhalb dieser Grenzen als konstant anzunehmen. Die Maximalgröße der Gesamtfehler ist auf Grund dieser Erfahrungen geschätzt und in Tabelle 2, letzte Spalte, angegeben.

Tabelle 2

Datum	Nr.	Δ km	Sprengort u. Beobachtungsstation	Laufzeit		Max. Beobacht.- Fehler Δt sec
				beob. sec	red. sec	
27. VIII. 1927	1	16.0	Hoher Hagen—Göttingen .	3.9	3.8	± 0.2
15. XII. 1928	2	50.2	Elgershausen—Göttingen .	9.8	9.7	± 0.2
3. XI. 1925	3	52.3	Holzhausen—Göttingen . .	9.9	9.9	± 0.2
11. VI. 1926	4	53.5	Großenritte—Göttingen .	10.5	10.4	± 0.2
12. VI. 1929	5	56.4	Oberaula—Lichtenfels . .	10.17	10.07	± 0.05
12. VI. 1929	6	82.5	Oberaula—Göttingen . . .	14.70	14.65	± 0.2
29. XI. 1928	7	83.25	Treysa—Göttingen . . .	15.02	15.00	± 0.05
11. VI. 1926	8	88.3	Großenritte—Grund . . .	15.8	15.7	± 0.2
20. X. 1927	9	89.5	Oberaula—Nuttlar . . .	15.84	15.74	± 0.05
17. X. 1928	10	105.8	Steinau—Kammerbach . .	18.7	18.7	± 0.2
30. XI. 1926	11	112.5	Seiferts—Göttingen . . .	20.57 (20.30)	20.42 (20.15)	± 0.2
11. VI. 1926	12	116.5	Großenritte—Büchenberg .	20.6	20.5	± 0.2
29. XI. 1928	13	137.4	Steinau—Göttingen . . .	24.6	24.6	± 0.2
29. X. 1929	14	149.1	Menden—Göttingen . . .	25.7	25.68	± 0.05
29. X. 1929	15	154.2	Menden—Borheck . . .	26.6	26.55	± 0.05
23. VI. 1926	16	157.5	Morlesau—Göttingen . . .	27.7	27.6	± 0.2
23. VI. 1926	17	215.0	Jüterbog—Göttingen . . .	37.2	37.3	± 0.2
16. I. 1929	18	229.5	Immenreuth—Göttingen .	39.3	39.25	± 0.1

Aus Oberaula wurden in Göttingen zwei Sprengungen beobachtet. Das Seismometer war in beiden Fällen das Wiechertsche $2 \cdot 10^6$ fach vergrößernde Pendel. Die in den beiden Seismogrammen auftretenden Ausschläge sind einander genau zuzuordnen. Auch aus Seiferts liegen zwei Registrierungen mit demselben Pendel vor, die weitgehendste Übereinstimmung zeigen. In den Seismogrammen von

Seiferts tritt ein Voreinsatz mit der Laufzeit von 19.3 sec auf. Der Haupteinsatz liegt bei 20.57 sec; vor ihm liegt 0.27 sec früher ein anderer Einsatz, der vielleicht den P_2 -Wellen zugehört. Nehmen wir diesen Einsatz mit 20.30 sec Laufzeit als P_2 -Einsatz an, so wird die reduzierte Laufzeit 20.15 sec.

II. Laufzeitkurven. Nachdem die beobachteten Laufzeitkurven unter Berücksichtigung ihres Untergrundfaktors und ihrer Höhe auf gleiches Niveau bezogen sind, werden sie nach geologischen Gesichtspunkten in zwei Gruppen getrennt. Die eine Gruppe umfaßt die Sprengungen, bei denen sich beide Stationen,

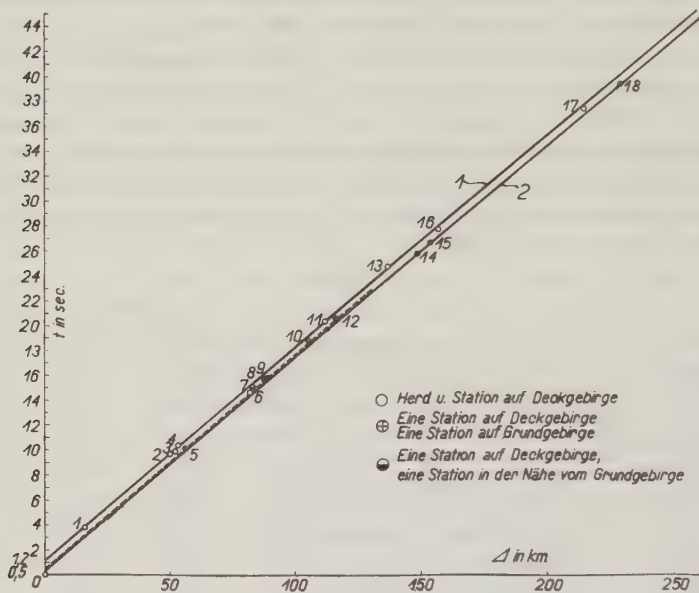


Fig. 1.

Laufzeiten der P_2 -Welle in Abhängigkeit von der Sprengentfernung Δ

Spreng- und Beobachtungsort, auf Deckgebirge befinden; die andere jene, bei denen eine der beiden Stationen, Spreng- oder Beobachtungsort, auf altem Gebirge steht. Eine Untergruppe bilden die Sprengungen mit einer Station in der Nähe von alten Gebirgen und einer Station auf Deckgebirge. Sprengungen mit beiden Stationen auf altem Gebirge wurden bisher nicht beobachtet. Zu dieser Trennung in Grund- und Deckgebirgsstationen sei folgendes bemerkt: Am geologischen Aufbau des untersuchten Gebietes beteiligen sich zwei verschiedene Elemente: Varistisches Grundgebirge und Deckgebirge. Ersteres stellt eine Schichtenfolge von großer Mächtigkeit dar, die in weiten Gebieten durch intensive Faltung starke Gefügeänderungen erfahren hat. Dieses alte Gebirge tritt auf verhältnismäßig kleinem Raum an die Oberfläche. Es ist weitgehendst abgetragen und eingeebnet.

Gebiete mit altem Gebirge sind z. B. der Harz, das Rheinische Schiefergebirge, Thüringerwald und Fichtelgebirge. An Gesteinsarten treten auf: Kalke, Sandsteine, Quarzite, Kieselkalke, Tonschiefer, Schiefertone, und an Eruptivgesteinen besonders: Granit, Diabas, Porphy. Das Deckgebirge hingegen stellt eine im allgemeinen nur schwach gestörte Schichtenfolge dar, die die Schichten vom Rotliegend—Zechstein an aufwärts umfaßt und in weiten Gebieten das Grundgebirge überlagert. Kalke, Sandsteine, Tone, Tonschiefer und auch Salze — oft in großer Mächtigkeit — sind im Deckgebirge vertreten. Metamorphose, die sich über größere Gebiete erstreckt, und Faltung mit alpinem Charakter kennen wir im Deckgebirge nicht. Die Sprengungen fanden zum großen Teil im Basalt statt. Die Basaltergüsse sind tertiären Alters und als Decken (z. B. Vogelsberg) oder Kuppen (z. B. Hoher Hagen, Morlesau) einer tertiären Landoberfläche aufgesetzt. Ihr Vorkommen ist meistens an Spalten bzw. an sich kreuzende Spaltensysteme gebunden, die das Deckgebirge durchsetzen. Die Spalten im Deckgebirge sind vielfach durch alte Spalten und Brüche im Grundgebirge vorgezeichnet.

Fig. 1 und 1a bringen die Laufzeitkurven der P_2 -Wellen für Deck- und Grundgebirgsstationen. Um jeden Beobachtungspunkt ist in Fig. 1a ein Kreis mit dem Radius Δt beschrieben. Diese Kreise umfassen alle Fehler, mit denen die Beobachtungen behaftet sein können.

Die Abweichungen der Sprengentfernung ΔE sind gegenüber den Fehlern in der Zeitangabe von niederer Ordnung. Denn die maximalen Abweichungen ΔE betragen nur $\pm 100 \text{ m} = \pm 0.2 \text{ mm}$ in der Zeichnung (Fig. 1a), die maximalen Zeitfehler $\pm 0.2 \text{ sec} = \pm 4 \text{ mm}$ in der Zeichnung. Es müßte um jeden Beobachtungspunkt ein Rechteck mit den Seiten $2 \Delta t$ und $2 \Delta E$ gelegt werden. Der Übersichtlichkeit halber sind statt dieser Rechtecke die Kreise mit den Radien Δt gewählt, die die Zeitfehler richtig wieder-

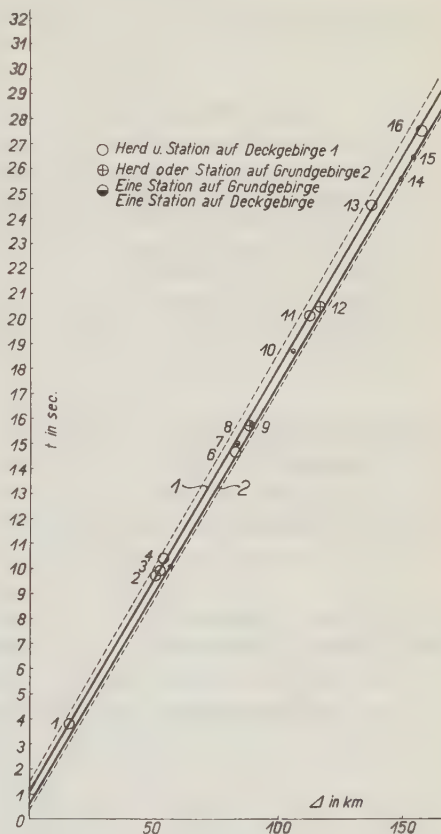


Fig. 1a.
Laufzeiten der P_2 -Welle in Abhängigkeit
von der Sprengentfernung Δ

geben, die Fehler in ΔL um ein Vielfaches zu groß erscheinen lassen. In Fig. 1a sind die wahrscheinlichsten P_2 -Kurven dick ausgezogen. Die Kurve für die Stationen auf Deckgebirge (Gruppe 1) schneidet die Zeitachse bei 1.1 sec, die

Tabelle 3

A. Deckgebirgsstationen $x = 1.10$ bzw. 1.15 sec. Laufzeit in Sekunden

Δ km	Stationen	Laufzeit t in sec				
		red. a	ber. b	ber. c	$b-a$	$c-a$
		$t_b = \frac{\Delta}{5.90} + 1.10 \text{ sec}$			$t_c = \frac{\Delta}{5.90} + 1.15 \text{ sec}$	
16.0	Hoher Hagen—Göttingen	3.8	3.8	3.85	0	+ 0.05
50.2	Elgershausen—Göttingen. . . .	9.7	9.6	9.65	— 0.1	— 0.05
52.3	Holzhausen—Göttingen	9.9	9.9	9.95	0.0	+ 0.05
53.5	Großenritte—Göttingen	10.4	10.3	10.35	— 0.1	— 0.05
82.5	Oberaula—Göttingen	14.65	15.10	15.15	+ 0.45	+ 0.50
112.5	Seiferts—Göttingen	20.15	20.17	20.23	+ 0.02	+ 0.10
137.4	Steinau—Göttingen	24.6	24.5	24.55	— 0.1	— 0.05
		$t_c = \frac{\Delta}{5.96} + 1.20 \text{ sec}$				
157.5	Morlesau—Göttingen	27.6	27.8	27.6	+ 0.2	0
215.0	Jüterbog—Göttingen	37.3	37.6	37.3	+ 0.3	0

B. Stationen in der Nähe von Grundgebirge. $x = 0.8 \text{ sec}$

		$t = 0.8 + \frac{\Delta}{5.90}$		
83.25	Treysa—Göttingen	15.00	14.90	— 0.1
105.8	Steinau—Kammerbach	18.7	18.8	+ 0.1

C. Grundgebirgsstation. $x = 0.60$ bzw. 0.65 sec. Laufzeit in Sekunden

		$t_b = \frac{\Delta}{5.90} + 0.60 \text{ sec}$		$t_c = \frac{\Delta}{5.90} + 0.65 \text{ sec}$	
56.4	Oberaula—Lichtenfels	10.07	10.16	10.16	+ 0.1
88.3	Großenritte—Grund	15.7	15.6	15.6	— 0.1
89.5	Oberaula—Nuttlar	15.74	15.45	15.75	+ 0.01
116.5	Großenritte—Büchenberg	20.5	20.4	20.4	— 0.1
		$t_c = \frac{\Delta}{5.96} + 0.65 \text{ sec}$			
149.1	Menden—Göttingen	25.68	25.90	25.69	+ 0.12
154.2	Menden—Borheck.	26.55	26.70	26.53	+ 0.15
229.5	Immenreuth—Göttingen	39.25	39.4	39.22	— 0.15

Laufzeitkurve für Stationen auf Grundgebirge—Deckgebirge (Gruppe 2) bei 0.6 sec. Es stand von vornherein zu erwarten, daß es sich bei der Trennung in Gruppe 1 und 2 um einen kleinen Effekt handeln würde. Es ergibt sich zwanglos

eine selbständige Gerade für 1 und 2. Die Geraden sind einander parallel und lassen sich darstellen:

$$\begin{aligned} \text{für 1 durch } t &= 1.1 \text{ sec} + \frac{\Delta \text{ km}}{5.9 \text{ km/sec}}, \\ \text{" 2 " } t &= 0.6 \text{ " } + \frac{\Delta \text{ km}}{5.9 \text{ km/sec}}. \end{aligned}$$

Der Abstand der ersten von der zweiten Geraden beträgt $0.50 \pm 0.07 \text{ sec}$; $\pm 0.07 \text{ sec}$ ist der maximale Fehler.

Zwischen diesen beiden Geraden liegen die Werte der Stationen in der Nähe vom Grundgebirge. Vor der Diskussion der Laufzeitkurven sollen die reduzierten Laufzeiten noch kurz betrachtet werden. In Tabelle 3 sind die Gruppen 1, 2 und Stationen in der Nähe von Grundgebirge zusammengestellt. Spalte 1 bis 3 bringt die reduzierten Laufzeiten und die nach der Gleichung $t = \frac{\Delta}{5.90} + x$ berechneten; x ist die Zeit, in der die P_2 -Gerade die Zeitachse schneidet. Für Sprengentfernungen über 150 km sind die Laufzeiten auch noch für $t = \Delta/5.96 + x$ berechnet. Die dann folgenden zwei Kolonnen geben die Abweichungen der beobachteten gegen die berechneten Werte für P_2 .

Die Laufzeitkurven 1 und 2 der Fig. 1 entsprechen den ausgezogenen der Fig. 1 a und scheinen auf den ersten Blick hin über den ganzen Bereich von 16 bis 230 km Geraden zu sein, für Deckgebirgsstationen mit 1.1 sec als Schnittpunkt mit der Zeitachse, für Grundgebirgsstationen mit 0.6 sec. Die Geradlinigkeit weist darauf hin, daß sich die Störungen über die ganze Entfernung in einer Schicht mit gleichen elastischen Eigenschaften halten.

III. Geschwindigkeit der P_2 -Wellen. Die Laufzeitkurven (Fig. 1) ergeben für den Bereich von 16 bis 230 km einen mittleren Geschwindigkeitswert von $v_2 = 5.9 \text{ km/sec}$. Auch noch aus der Differenz der Entfernungen ΔE und Laufzeiten Δt zweier benachbarter Stationen ist die Geschwindigkeit von P_2 in den einzelnen Gebieten zu bestimmen:

$$v_2 = \frac{\Delta_2 - \Delta_1}{t_2 - t_1}.$$

Da alle Daten auf gleiches Niveau reduziert sind, kann dieses ohne weiteres für benachbarte Stationen geschehen, doch muß es sich bei diesen benachbarten Stationen um gleichwertige handeln, d. h. sie müssen beide auf Grund- oder Deckgebirge liegen, und wenn sie auf Deckgebirge liegen, muß die Laufzeit im Deckgebirge für beide gleich sein. Wenn sie sich auf Grundgebirge befinden, darf sich zwischen sie kein Deckgebirge einschieben. Der maximale Fehler von v_2 bestimmt sich bei fehlerfreiem Δ aus

$$dv_2 = \frac{v_2(dt_1 - dt_2)}{t_2 - t_1}.$$

Den größten positiven Wert für dv_2 erhalten wir für negatives dt_2 und die größte negative Abweichung für negatives dt_1 .

Unter der Annahme, daß das Deckgebirge für die einander zugeordneten Stationen gleichwertig*) ist, können Gebiete mit verschiedenen Geschwindigkeiten im Grundgebirge abgegrenzt werden. Im Gebiet Göttingen—Kassel be-

Tabelle 4

A. Deckgebirgsstation

	$\Delta_2 - \Delta_1$ km	$t_2 - t_1$ sec	v_2 km/sec	$v_2 - 5.90$ km/sec	v_{\max} km/sec	v_{\min} km/sec
Borheck—Göttingen	5.05	0.87	5.80	— 0.10	6.22 bis	5.45
Elgershausen—Hoher Hagen . . .	34.2	5.9	5.80	— 0.10	6.22 „	5.45
Treysa—Hoher Hagen	67.25	11.2	6.0	— 0.10	6.15 „	5.87
Treysa—Elgershausen	33.05	5.3	6.24	— 0.34	6.40 „	6.00
Steinau—Oberaula	54.9	9.95	5.52	— 0.38	5.75 „	5.32
Morlesau—Seiferts	45.0	7.4	6.08	— 0.28	6.30 „	5.72

B. Grundgebirgsstation

	$\Delta_2 - \Delta_1$ km	$t_2 - t_1$ sec	v_2 km/sec	$v_2 - 5.90$ km/sec
Grund—Büchenberg	28.2	4.8	5.88	— 0.02
Nuttlar—Lichtenfels	33.1	5.67	5.85	— 0.05

trägt die Geschwindigkeit 5.80 km/sec (Borheck—Göttingen, Elgershausen—Hoher Hagen). Die Werte für Treysa—Hoher Hagen 6.0 km/sec, Treysa—Elgershausen 6.2 km/sec deuten an, daß sich am östlichen Abhang des Kellerwaldes Material mit hoher Geschwindigkeit am Aufbau des Grundgebirges auf größere Erstreckung beteiligt. Vielleicht handelt es sich um Granit. Oberaula wird unten in anderem Zusammenhange gesondert besprochen werden. Im Gebiete Morlesau—Seiferts liegt der Wert für v_2 sehr hoch bei 6.1 km/sec, so daß auch hier möglicherweise mit Granit im Untergrund zu rechnen ist. Die Stationen Grund—Büchenberg liegen beide auf altem Gebirge im Harz, v_2 bestimmt sich zu 5.88 km/sec. Im Sauerland (Nuttlar—Lichtenfels), wo sich ebenfalls zwischen den beiden Stationen kein Deckgebirge befindet, beträgt v_2 5.85 km/sec. Für gleichwertiges Deckgebirge kommt den so gefundenen Werten für v_2 eine besondere Bedeutung zu, insofern sich aus ihnen größere geologische Einheiten im Grundgebirge erkennen lassen.

Tabelle 3 zeigt für die Geschwindigkeiten der P_2 -Wellen aber noch etwas anderes an. Bis etwa 150 km genügen die gefundenen Laufzeiten der Formel $t = 1.15 \text{ sec} + \Delta/5.90$ bzw. $t = 0.65 \text{ sec} + \Delta/5.90$; die Laufzeiten für Sprengungen aus mehr als 150 km Entfernung werden besser wiedergegeben durch $t = 1.20 \text{ sec} + \Delta/5.96$ bzw. $t = 0.65 \text{ sec} + \Delta/5.96$.

*) Die Laufzeit im Deckgebirge muß gleich groß sein, d. h. bei gleicher Geschwindigkeit im Deckgebirge muß dieses an beiden Stationen gleich dick sein. Der zufällige Fall, daß bei verschiedenen Geschwindigkeiten die Dicke gerade im entgegengesetzten Verhältnis verschiedener ist, so daß die Laufzeit im Deckgebirge doch gerade gleich ist, scheidet wegen seiner Unwahrscheinlichkeit aus.

Für die Deckgebirgsstationen ist die Differenz Beobachtung—Berechnung bei $1.15 + \Delta/5.90$ bis $150 \text{ km} \pm 0.05 \text{ sec}$, für 157 und $215 \text{ km} + 0.2$ und $+ 0.3 \text{ sec}$; bei $1.20 + \Delta/5.96$ ergibt sich für die beiden Stationen 157 und $215 \text{ km} \pm 0.00 \text{ sec}$. Bei Grundgebirgsstationen bis $150 \text{ km} \pm 0.1 \text{ sec}$, darüber hinaus $\pm 0.15 \text{ sec}$, verbessert $+ 0.01$, $- 0.02$, $+ 0.03 \text{ sec}$. Die P_2 -Laufzeitkurve hat also von etwa 150 km an eine geringere Neigung gegen die Abszisse; sie ist eine Kurve mit Knickpunkt bei 150 km , die sich in erster Näherung bis 150 km durch $t = 1.15 \text{ sec} + \Delta/5.90$ und von 150 km an durch $t = 1.20 + \Delta/5.96$ darstellt. Die Erdkrümmung macht sich bei diesen Entfernungen noch nicht so bemerkbar, daß sie die kleineren Laufzeiten von 150 km an bedingen könnte. Denn für zwei Punkte auf der Erdoberfläche, die 250 km auseinander liegen, beträgt der Unterschied zwischen Bogen und Sehne nur 57 m , dem entspricht in Zeit für P_2 0.01 sec . Stetig gekrümmte Laufzeitkurven treten dann auf, wenn die Dichte ρ und die Konstanten λ und μ des Mediums sich so ändern, daß die Geschwindigkeit stetig mit der Tiefe wächst, d. h. wenn für longitudinale Wellen:

$$dv_2 = \frac{d\lambda + 2d\mu - v^2 d\rho}{2v\rho}$$

positiv ist.

Die seismischen Strahlen scheinen bei Sprengungen aus großen Entfernungen nicht mehr geradlinig an der Grenzfläche der beiden Schichten I und II zu verlaufen, sie scheinen vielmehr bei großen Entfernungen mit merklicher Krümmung in das Grundgebirge einzudringen und in bestimmter Tiefe wieder umzubiegen. Für den Fall kontinuierlich wachsender Geschwindigkeit ist die Rechnung von Wiechert⁸⁾ (Über Erdbebenwellen I) durchgeführt. Die Strahlen sind zum Erdmittelpunkt hin in erster Annäherung konvexe Kreisbogen. Falls die seismischen Strahlen im Grundgebirge gekrümmt sind, muß sich der Emergenzwinkel e mit der Entfernung ändern. Bei vorgegebener Laufzeitkurve sind Einfallswinkel i und scheinbare Oberflächengeschwindigkeit als Funktion von Δ nach dem Benndorfschen Satz: $\sin i_0 = v_0/\bar{v}$ zu bestimmen. v_0 ist die Raumgeschwindigkeit nahe der Oberfläche, \bar{v} die scheinbare Oberflächengeschwindigkeit. Des weiteren kann nach der Wiechert-Herglotzschen Methode die Scheiteltiefe mit der zugehörigen Scheitelgeschwindigkeit bestimmt werden. Um diese Rechnung durchzuführen, müssen alle Betrachtungen auf die Oberfläche des Grundgebirges bezogen werden, wir müssen uns also ganz frei machen von den Wirkungen des Deckgebirges auf die Laufzeiten und müssen i_0 für das Grundgebirge berechnen. Bei den vorliegenden Sprengdaten scheint mir die Kenntnis über Mächtigkeit und Geschwindigkeit des Deckgebirges an den einzelnen Stationen noch nicht genügend bekannt, um eine solche Rechnung durchzuführen.

Über die Geschwindigkeit der P_2 -Wellen haben wir mithin gefunden, daß sie nahe bei 5.9 km/sec liegt. Ihr Wert ist bis 150 km 5.90 km/sec . Von 150 km an wächst er auf 5.96 km/sec . Die Zunahme wurde dadurch erklärt, daß die Strahlen bei großen Entfernungen mit merklicher Krümmung tiefer in das Grund-

gebirge eindringen und dort höhere Geschwindigkeit besitzen. Die Geschwindigkeitsbestimmung der P_2 -Wellen aus Entfernung- und Zeitdifferenzen für zwei benachbarte Stationen führen auf unterschiedliche Werte für v_2 , die mit dem heterogenen Bau des Grundgebirges in Verbindung gebracht werden. In den beiden Gebieten mit benachbarten Stationen auf altem Gebirge sind die Werte für v_2 5.88 km/sec im Harz, 5.85 km/sec im Sauerland.

IV. Tiefenbestimmung der P_2 -Schicht. In den „Bemerkungen zu den Beobachtungen bei Steinbruchsprengungen“²⁾ wurde als Geschwindigkeit für die longitudinalen Wellen in der Deckschicht 3.5 km/sec für die Göttinger Gegend, 1.7 km/sec für die hessische Senke gefunden. Auch wurde in diesen Arbeiten die Tiefe der P_2 -Schicht aus Profilen über kurze Entfernung nach den Methoden der experimentellen Seismik bestimmt. Unter der Annahme, daß die Schichten horizontal gelagert sind und die Störung unter senkrechtem Winkel auf der Station eintrifft, wird die Tiefe berechnet nach der Formel (a):

$$h = \frac{\Delta s}{2} \frac{v_2 - v_1}{v_2} \dots \dots \dots (a)$$

in der h die Tiefe, Δs die Abszisse des Schnittpunktes der Laufzeitkurven für die longitudinalen Wellen in der unter- und überlagernden Schicht bedeutet. Unter der Annahme schrägen Einfallens der Strahlen lautet die Formel bei horizontaler Schichtung

$$h = \frac{\Delta s}{2} \sqrt{\frac{v_2 - v_1}{v_2 + v_1}} \dots \dots \dots (b)$$

Der Weg des in das Medium 2 eindringenden Strahles ist dabei durch den Fermatschen Satz als der Weg mit der geringsten Laufzeit festgelegt. Der Winkel dieses Grenzstrahles mit dem Einfallslot ist bestimmt durch $\sin i = v_1/v_2$. Bei $\Delta s = 9.5$ km, $v_1 = 3.5$ km/sec, $v_2 = 5.9$ km/sec sind die Tiefenwerte für Göttingen nach Formel (a) 1.8 km, nach Formel (b) 2.4 km. Die entsprechenden Werte für Treysa*) sind $\Delta s = 1.7$ km, $v_1 = 1.7$ km/sec, $v_2 = 5.9$ km/sec, $h = 0.6$ bzw. 0.7 km. Bei der Berechnung der Tiefenlage der P_2 -Schicht in Göttingen und Treysa wurde vom Schnittpunkt der beiden Laufkurven P_1 und P_2 ausgegangen. Zur Bestimmung der mittleren Tiefe der P_2 -Schicht kann Fig. 1, Kurve 1, benutzt werden. Da eine P_1 -Kurve fehlt, muß die mittlere Tiefe für senkrecht auftauchende Strahlen aus dem Schnittpunkt der P_2 -Geraden mit der Zeitachse bestimmt werden. Es ist

$$h = v_1 \frac{\vartheta}{2} \dots \dots \dots (c)$$

*) Es sei darauf hingewiesen, daß für Treysa nur zwei Nahbeobachtungen vorliegen. Deshalb ist die Bestimmung von Δs unsicher. Die Abszissenachse Δs kann als Minimum 1.5 km sein, als Maximum 1.7 km. Für $\Delta s = 1.5$ km sind die Tiefenwerte nach a) 530 m, nach b) 620 m.

ϑ gibt die Zeit an, in der die P_2 -Kurve die Zeitachse schneidet, v_1 ist die Geschwindigkeit in der Deckschicht. Aus $v_1 = 3.5$ km/sec ergibt sich nach (c) für $\vartheta = 1.1$ sec die Tiefe h zu 2 km. — Die obere Gerade in Fig. 1 hat noch eine besondere Bedeutung. Sie wurde aus Daten für Sprengungen auf Deckgebirge, die nur in Göttingen beobachtet wurden, gewonnen. Ist die Geschwindigkeit im Grund- und Deckgebirge für das ganze untersuchte Gebiet konstant, so ist die Streuung der Beobachtungsdaten gegenüber der ersten Geraden, abgesehen von Beobachtungsfehlern, nur durch Mächtigkeitsschwankungen im Deckgebirge bedingt. Die Größe der Mächtigkeitsschwankungen Δh bestimmt sich angenähert aus $\Delta h = v_1 \cdot \tau$, wo v_1 die Geschwindigkeit im Deckgebirge ist und τ die Abweichung von der ersten Geraden. Es folgt jetzt die Diskussion der Fig. 1 und 1a unter diesem Gesichtspunkt: Hoher Hagen, Holzhausen, Seiferts liegen auf der Laufzeitkurve; Elgershausen, Großenritte, Steinau nur wenig oberhalb; auf diesen Stationen ist mit einer mittleren Tiefenlage von 2 km zu rechnen. In Morlesau ($\tau = 0.2$ sec, $v_1 = 3.5$ km/sec) wäre die Tiefe um 700 bis 800 m, bei Jüterbog ($\tau = 0.3$ sec, $v_1 = 3.5$ km/sec) um rund 1000 m geringer als bei Göttingen. Einen abweichenden Wert besitzt Oberaula. Die beobachtete Laufzeit liegt nahe der zweiten Geraden, so daß mit einer Tiefenlage der P_2 -Schicht von 500 m zu rechnen wäre. Die Sprengung Oberaula wurde aber noch an zwei Stationen auf Grundgebirge (Lichtenfels, Nuttlar) beobachtet. Beide Stationen ergeben Laufzeiten, die auf 2 liegen. Die Abweichung Oberaula—Göttingen dürfte dadurch bedingt sein, daß unter dem Sprengort Oberaula Material mit hoher Geschwindigkeit vorhanden ist und sich weiter nach NNO erstreckt. Besondere Erwähnung verdient die Sprengung Treysa. Der Wert liegt zwischen der ersten und zweiten Geraden, um etwa 0.4 sec unter 1. Es ergibt sich somit eine Tiefenlage der P_2 -Schicht von 600 m; die Sprengung Treysa wurde auch auf kleinem Profil beobachtet und die Tiefe nach Formel (a) und (b) bestimmt. Der Wert lag, wie der aus der Streuung der Laufzeit gegen 1 geschätzte, zwischen 600 und 700 m. In Jüterbog wurde bei Sprengbeobachtungen in einer Tiefe von 500 bis 600 m eine Schicht mit der Geschwindigkeit von 5.2 km/sec gefunden⁹⁾. Spätere Arbeiten, die G. Angenheister in Jüterbog noch durchführte, ergaben einen Geschwindigkeitswert von 5.5 km/sec und eine Tiefe von 500 bis 600 m, was unserem Werte von 800 m nahe kommt.

V. Das Material der P_2 -Schicht und geologische Deutung der seismischen Ergebnisse. Im vorstehenden sind die Laufzeiten nach den beiden Gesichtspunkten diskutiert, daß die Streuung um die P_2 -Gerade (Fig. 1) reell sei, einmal bedingt durch lokale Verschiedenheit der Geschwindigkeit v_2 im Grundgebirge, ein andermal durch Schwankungen in der Tiefenlage der P_2 -Schicht. In Wirklichkeit dürften beide Einflüsse vorhanden sein und die Abweichung verursachen. Es soll jetzt noch kurz auf die Frage nach dem Material der P_2 -Schicht eingegangen werden. Die elastischen Daten liefern uns die Geschwindigkeiten der longitudinalen und transversalen Wellen in der P_2 -Schicht. W. Korte¹⁰⁾ be-

stimmte in einer Arbeit aus den Sprengseismogrammen die Geschwindigkeit der transversalen Wellen zu 3.4 km/sec. Das Geschwindigkeitsverhältnis der longitudinalen Wellen zu den transversalen $a:b = 1.74$ ergibt für die Poissonsche Konstante σ den Wert 0.25. Aus

$$b = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \quad \text{bzw.} \quad a = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}},$$

wo λ und μ die Lamméschen Koeffizienten sind, und ρ die Dichte, berechnet sich μ und λ für $\rho = 2.7$, μ zu $3.12 \cdot 10^{11}$ bzw. $\lambda = 3.21 \cdot 10^{11}$ cgs.

Der Youngsche Modul ergibt sich zu $E = 7.8 \cdot 10^{11}$ Dyn cm⁻². Der Inkompressibilitätsfaktor ist $k = 5.2 \cdot 10^{11}$. Der auflastende Druck beträgt in 2 km Tiefe 500 bis 600 Atm. Verbunden sind diese Größen miteinander durch die Gleichungen:

$$b = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}; \quad a = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} = \sqrt{\frac{k + 4/3\mu}{\rho}}; \quad E = 2\mu(1 + \sigma).$$

Bei der Diskussion der Laufzeitkurven und der Tiefenlage der P_2 -Schicht fanden wir, daß die P_2 -Schicht mit der Geschwindigkeit $a = 5.9$ km/sec, $b = 3.4$ km/sec bis zu einer Tiefe von 2 km durch eine Schicht mit geringerer Geschwindigkeit überdeckt ist. Fig. 1 ergibt zwei parallele Laufzeitkurven für P_2 , 1 und 2, und zeigt damit die Abhängigkeit der Laufzeiten vom Fehlen oder Vorhandensein des Deckgebirges. Der Schnittpunkt der zweiten Geraden mit der Zeitachse liegt 0.5 sec unterhalb der ersten Geraden. Für Sprengungen, die auf Grundgebirge ausgeführt und beobachtet werden, ist eine zu 1 und 2 parallele Gerade zu erwarten, die die Zeitachse bei 0.1 bis 0.2 sec schneidet. Das Aufspalten der P_2 -Laufzeitkurve legt nahe, die P_2 -Schicht als Grundgebirge anzusprechen, das vom Deckgebirge mit der Geschwindigkeit $v_1 = 3.5$ km/sec überlagert ist.

Sind A_1, A_2 usw. die Sprengstellen, B_1, B_2 die Beobachtungspunkte. Δ_1, Δ_2 die Sprengentfernungen, h die Mächtigkeit der auflagernden Schicht, und wird in A gesprengt, so gelangen nach B vom Sprengherd direkte Wellen mit der Geschwindigkeit v_1 durch die Deckschicht, und gebrochene Wellen, die senkrecht bis nahezu senkrecht die Deckschicht unter dem Sprengpunkt mit der Geschwindigkeit v_1 durchsetzt haben, dann in der P_2 -Schicht mit der Geschwindigkeit v_2 laufen, um von dort wieder mit der gleichen Geschwindigkeit und unter dem gleichen Winkel die Deckschicht zu durchsetzen, wie auf der Sprengstation. Für die Laufzeit der Wellen, die ihren Weg über Schicht 2 genommen haben, ergibt sich folgendes:

a) Sprengort und Beobachtungsort auf Deckgebirge:

$$t = \frac{\Delta}{v_2} + \frac{2h}{v_1} \quad (\text{senkrechte Strahlen}),$$

$$t = \frac{2h}{v_1 \cos i} + \frac{\Delta}{v_2} - \frac{2x \operatorname{tg} i}{v_2} \quad (\text{schräge Strahlen}) \quad \sin i = \frac{v_1}{v_2}.$$

Bedeutung von x siehe S. 302.

b) Eine Station auf altem, eine auf Deckgebirge:

$$t = \frac{h}{v_2} + \frac{h}{v_1} + \frac{\Delta}{v_2} \text{ (senkrechte Strahlen).}$$

c) Beide Stationen auf altem Gebirge (senkrechte Strahlen):

$$t = \frac{\Delta}{v_2}, \text{ kein Deckgebirge zwischen den Stationen,}$$

$$t = \frac{\Delta}{v_2} + \frac{2h}{v_2}, \text{ Deckgebirge zwischen den Stationen vorhanden.}$$

Bei senkrecht auftauchenden Strahlen ist für $h = 2$ km, $v_1 = 3.5$ km/sec, $v_2 = 5.9$ km/sec mit einer Parallelverschiebung der zweiten Geraden gegen die erste Gerade von 0.3 sec gegenüber einer beobachteten von 0.5 sec zu rechnen. Der Unterschied von 0.2 sec ist wohl so zu erklären, daß der eintauchende bzw. auftauchende Strahl dann, wenn der Stationsuntergrund altes Gebirge ist, besonders stark von der Vertikalen abweicht und daß dadurch der Gesamtweg und somit die Laufzeit für 2 verkleinert wird.

Soweit uns Angaben über die Tiefenlage des varistischen Grundgebirges aus Bohrungen zugänglich waren, folgen hier die Werte. Vielfach haben die Bohrungen, da sie auf Kalisalze angesetzt waren, den Zechstein nicht durchsunken. Die Gesamtmächtigkeit des Zechsteins (in seiner ganzen Entwicklung) beträgt rund 1000 m.

Nördlich von Göttingen, bei Sudheim, wurde Zechstein in einer Tiefe von 800 bis 900 m unter NN angetroffen. Auf das Niveau von 270 m bezogen, bei 1100 bis 1200 m. Eine Bohrung bei Kissingen (300 m über NN) stellte bei 900 m eruptives Rotliegendes fest. Etwa 70 km südlich von Berlin wurden in einer

Tabelle 5

Sprengort	Aus der Streuung gegen 1 geschätzte Tiefe	Bohrort	Tiefe
Hoher Hagen . . .	berechnet 1.8 bis 2.5 km	Sudheim nördl. v. Göttingen	bei 1000 bis 1200 m Zechstein-Salz erbohrt
Morlesau	geschätzt 1000 m	Kissingen	bei 900 m erupt. Rotlieg. angetr.
Jüterbog	geschätzt 1000 m, berechnet 800 m	Dobrilugk	bei 700 m Kam- brium
Treysa	geschätzt 600 m, berechnet 700 m		

Bohrung bei Dobrilugk bei 500 m kambrische Schichten angetroffen. Dobrilugk befindet sich noch im Bereich des älteren Gebirges südlich des Magdeburger Uferlandes. Jüterbog liegt etwa 7 km nördlich dieser alten Linie, an der die jungen Deckschichten, die nach Norden hin schnell auf große Mächtigkeiten anwachsen, auskeilen. In Tabelle 5 sind die aus Bohrungen erhaltenen Werte und die aus der Streuung gegen die erste Gerade geschätzten Tiefen einander gegenübergestellt.

Wo Angaben über die Tiefe aus kleinen Sprengprofilen vorliegen, sind auch diese aufgeführt. Alle Werte sind auf gleiches Niveau von 270 m bezogen.

Während 2 km die mittlere Tiefenlage ist, zeigen die Abweichungen von der ersten Geraden, daß größere Schwankungen in der Mächtigkeit des Deckgebirges vorkommen. Im allgemeinen stimmen die aus den Abweichungen gegen die erste Gerade geschätzten Tiefenwerte für die P_2 -Schicht gut überein mit den Angaben aus Bohrungen über die Tiefenlage des Grundgebirges. Eine genauere zahlenmäßige Übereinstimmung ist bei dieser Schätzung kaum zu erwarten.

Die Abhängigkeit der Laufzeiten vom Fehlen oder Vorhandensein des Deckgebirges, die zum Aufspalten der Laufzeitkurven in zwei parallele Äste führt, legt nahe, die Deckschicht als Deckgebirge zu deuten. Daneben sprechen aber auch für diese Deutung die gefundenen Werte für die Mächtigkeit der auflagernden Schicht von 600 bis 2500 m. Die Deutung der P_2 -Schicht ist weit schwieriger. Zunächst ist die Geradlinigkeit der P_2 -Kurve von 16 bis 150 bzw. 230 km überraschend. Sie bedeutet, daß in der verhältnismäßig geringen Tiefe von 2 km eine Schicht mit gleicher mittlerer Geschwindigkeit im Gebiet von Berlin bis zum Main vorhanden ist. Es könnte die Frage gestellt werden, ob nicht vielleicht alle Gesteine, die im Deckgebirge vertreten sind, und die für dieses die mittlere Geschwindigkeit von 3.5 km/sec ergeben, schon in der Tiefe von 2 km ihre elastischen Eigenschaften so ändern, daß die Geschwindigkeit von 5.9 km/sec erreicht wird. Demgegenüber ist zu betonen, daß für das Deckgebirge und für das Grundgebirge zwei Laufzeitgeraden gefunden wurden, die einander schneiden. Beim Übergang aus Deck- zum Grundgebirge passieren die Wellen eine Diskontinuitätsfläche erster Ordnung, bei der die elastischen Größen sich sprunghaft ändern. Adams, Gibson, Williamson und andere haben das elastische Verhalten der Gesteine bei hohem Druck untersucht. Adams und Gibson zeigten unter anderem, daß es für Substanzen mit kleinem k gleichgültig sei, ob man bei Betrachtungen über die Kompressibilität von Druck Null oder 2000 Megabar ausginge, daß sich k mithin in diesem Bereiche nicht merklich ändere. Adams und Williamson¹¹⁾

Gesteine	Herrschen- der Druck Megabar	Kompr. B 10^6	Inkom- pressibil.- Faktor K 10^{-6}	Righeit $\mu 10^{-6}$	Dichte ρ	a km/sec	b km/sec
Granite	2000	2.12	0.47	0.26	2.61	5.6	3.1
	10000	1.88	0.53	0.29	2.66	5.9	3.3
Syenite	2000	1.87	0.54	0.29	2.61	5.9	3.3
	10000	1.68	0.60	0.32	2.66	6.2	3.5
Diorite	2000	1.62	0.62	0.34	2.74	6.2	3.5
	10000	1.49	0.67	0.36	2.78	6.4	3.6
Gabbro	2000	1.20	0.83	0.45	3.05	6.9	3.9
	10000	1.17	0.85	0.46	3.08	6.9	3.9
Peridotite	2000						
	1000	0.97	1.03	0.56	3.4	7.2	4.0
Dunite	2000	0.93	1.08	0.59	3.41	7.4	4.1
	10000						
Siderite	2000	0.60	1.67	0.91	7.9	6.0	3.4

fanden für verschiedene Gesteine in ihrer Arbeit „The compressibility of the minerals and rocks at high pressour“ vorstehende Werte für die Änderung der elastischen Konstanten und Geschwindigkeit mit steigendem Druck.

Auch bei diesen Untersuchungen fanden Adams und Williamson bis 2000 Megabar keine merklichen Änderungen der elastischen Eigenschaft der Gesteine.

Wir haben, wie schon eben gesagt, im Deckgebirge und der P_2 -Schicht zwei elastisch ganz verschiedene Schichten vor uns. Man könnte als einheitlich unterlagernde Schicht an die Zechsteinsalze denken, die in großer Ausdehnung und oft auch großer Mächtigkeit auftreten. Als Material mit hoher Geschwindigkeit wäre in ihm besonders Anhydrit zu nennen. Seine Geschwindigkeit liegt, wie die von dichtem Kalk, wohl in keinem Falle über 5.5 km/sec, erreicht also die Geschwindigkeit der P_2 -Wellen nicht. Die anderen Salze haben eine wesentlich geringere Geschwindigkeit. In einer so dünnen, überdies nicht gleichmäßigen Schicht, wie sie der Anhydrit (Hauptanhydrit 50 bis 100 m) darstellt, kann über größere Entfernungen nur wenig Energie geführt werden. Wir beobachten aber großamplitudige P_2 -Einsätze. Der Anhydrit kann auch deshalb nicht die P_2 -Schicht sein, weil in Gebieten, in denen kein Anhydrit vorhanden ist (Harz, Sauerland), die Geschwindigkeit $v_2 = 5.88$ und 5.85 km/sec gefunden wurde. So drängen alle Überlegungen dazu, gefaltetes altes Gebirge als P_2 -Schicht anzunehmen. Für diese Annahme spricht das ausgedehnte Vorkommen von altgefalteten Schichten im Untergrund, die gefundenen Tiefen, die mit Annäherung an alte Gebirgsteile (Treysa, Kellerwald) kleinere Tiefenwerte für die Diskontinuitätsfläche ergeben, und der örtliche Wechsel der Geschwindigkeit, der auf heterogenes Material im Untergrund schließen läßt. Als Baumaterial des varistischen Grundgebirges wurden oben Kalke, Schiefer, Sandsteine, Quarzite usw. und Eruptiva genannt. Auflastender Druck kann die Änderung der Geschwindigkeit von 3.5 auf 5.9 km/sec nicht bedingen. Zur Erklärung der hohen Geschwindigkeit bleibt nur der Faltungsdruck übrig, der vielfach das von intensiver Faltung betroffene Gestein ändert (Porenvolumen, Bindemittel), in tieferen Stufen stark metamorphisiert, und die Faltung selbst, die Material mit wechselnden elastischen Eigenschaften auf engem Raum zusammendrängt und so über große Gebiete ausgleichend wirkt und eine gleichmäßige hohe Geschwindigkeit ermöglicht. Auch das Durchsetzen der gefalteten Sedimentschichten mit Eruptivgesteinen wirkt im gleichen Sinne für hohe Geschwindigkeiten. Wir glauben, daß die Eigenschaften des varistischen Grundgebirges den seismischen Beobachtungen gerecht werden. Wenn im vorstehenden die P_2 -Schicht das varistische Grundgebirge genannt wurde, so sei darauf hingewiesen, daß für unsere seismischen Untersuchungen auch Gebiete älterer Faltung sich wohl nicht wesentlich anders verhalten werden, und daß diese Gebiete sich nur dann hervorheben, wenn es sich um hochkristalline Partien handelt.

Zusammenfassend kann man sagen, daß die P_2 -Schicht ($v_2 = 5.9$ km/sec) ihren elastischen Eigenschaften nach zwischen Sedimentgestein (Kalke

$v = 5.5$ km/sec) und Eruptiven (Granit, Syenit, Diorit $v = 5.6, 5.9, 6.2$ km/sec) liegt, daß sie geologisch als altes gefaltetes Gebirge im Gegensatz zum ungefalteten Deckgebirge anzusprechen ist.

VI. Die P_3 -Wellen, Geschwindigkeit und Tiefenlage der P_3 -Schicht; Vergleich der Sprengergebnisse mit den Ergebnissen aus der Nahbeben-seismik. Die Geschwindigkeit der longitudinalen Wellen in der P_3 -Schicht wurde in den „Bemerkungen zu den Beobachtungen von Steinbruchsprengungen“⁽²⁾ aus der Geschwindigkeit der P_2 -Wellen und der Differenz der P_3 - gegen die P_2 -Laufzeiten zu $v_3 = 6.72$ km/sec berechnet. Von den neu beobachteten Sprengungen Menden und Oberaula war P_3 in den Seismogrammen Menden—Göttingen, Oberaula—Lichtenfels festzustellen. Beide Seismogramme wurden mit dem 500000fach vergrößernden Pendel gewonnen. Die Sprengungen Menden—Borheck, Oberaula—Nuttlar wurden mit dem 800000fachen Z-Pendel beobachtet; P_3 ist in diesen Aufzeichnungen trotz großen Einsatzes der P_2 -Wellen nicht zu erkennen. Wahrscheinlich ist die Empfindlichkeit des letzten Apparates für P_3 -Einsätze zu gering. Es werden nochmals die Laufzeiten der P_3 -Wellen unter-

Tabelle 6

Station	Ent- fernung km	Alte Werte $t_2 - t_3$ sec	Neue Werte $t_2 - t_3$ sec
Oberaula—Lichtenfels	56.4		0.5
Oberaula—Göttingen	82.5	0.7	0.7
			vielleicht schon bei
Treysa—Göttingen	83.25	etwa 0.5	0.8
Steinau—Kammerbach	105.8	1.0—1.1	1.0—1.2
Seiferts—Göttingen	112.5	1.3	1.0
Großenritte—Büchenberg	116.5	0.8	0.8
		wenigstens	wenigstens
Bischofsheim—Göttingen	123.3	1.0	1.0
Menden—Göttingen	149.1		1.6
Morlesau—Göttingen	157.5	1.9	1.3 (1.8—1.9)
Immenreuth—Göttingen	229.5	3.5	3.5
Oppau—Göttingen	250.7	4.0	4.0

sucht und bestimmt. Tabelle 6 gibt die Differenzen $P_2 - P_3$. Im allgemeinen führt die Neuauswertung auf die alten Werte. Im Seismogramm Treysa—Göttingen liegt der P_3 -Einsatz vielleicht schon um 0.8 sec vor P_2 , im Gegensatz zu dem alten Wert von 0.5 sec; im Seismogramm Seiferts haben wir als P_3 -Einsatz den um 0.3 sec vor dem Haupteinsatz liegenden Ausschlag angesprochen. Entsprechend verringert sich die Laufzeitdifferenz $P_2 - P_3$ von 1.3 sec der alten Auswertung auf 1.0 sec der neuen. Der Wert von Morlesau ist wegen überaus geringer Amplitude nicht genau angegeben. Er liegt, wenn wir die von Wiechert angegebene Eintrittszeit wählen, um 1.8 bis 1.9 sec vor P_2 . Ein ausgesprochener Einsatz liegt 1.3 sec vor P_2 .

In Fig. 2 sind alle Laufzeitdifferenzen $t_2 - t_3$ als Funktion der Entfernung aufgetragen (oberste Kurve). Die P_3 -Einsätze sind oft von kleiner Amplitude, und es ist möglich, daß bei manchen Registrierungen der erste Einsatz nicht immer erfaßt wurde. Die Gerade wurde deshalb unter besonderer Berücksichtigung der sichersten Punkte gezogen. Alle Punkte, bis auf den ersten, liegen auf oder unterhalb der Geraden, die die Zeitachse bei 0.9 sec und die Abszissenachse bei 45 km schneidet. Unter der Voraussetzung horizontaler Schichten beginnt für $\Delta s = 45$ km, $v_2 = 5.9$ km/sec, $v_3 = 6.7$ km/sec die P_3 -Schicht nach

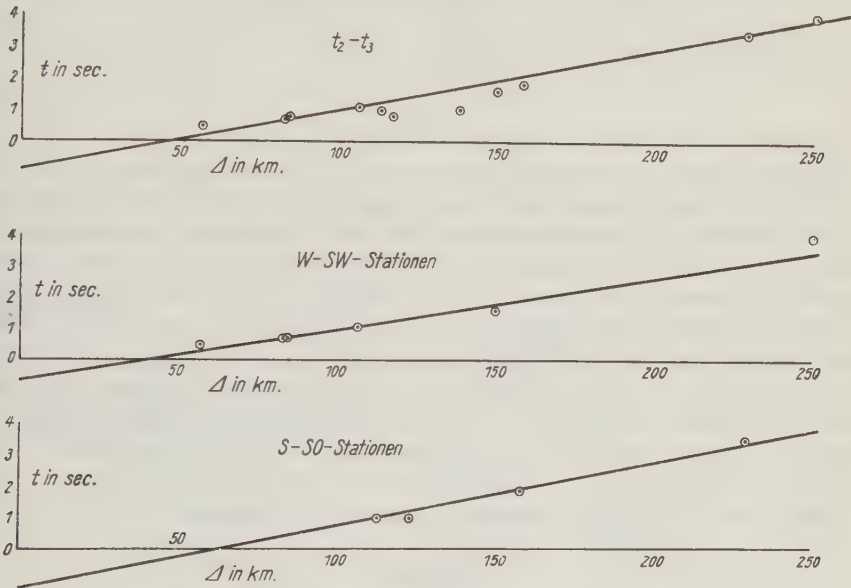


Fig. 2.

Laufzeitdifferenzen der P_2 - und P_3 -Welle in Abhängigkeit von der Sprengentfernung Δ (oberste Kurve) und den Azimuten (mittlere und untere Kurve).

Formel (a): 2.7 km unter der Oberfläche des Grundgebirges, nach Formel (b): 5.6 km; dazu kommt die Mächtigkeit des Deckgebirges von etwa 2 km, so daß die Tiefenlage zwischen 5 und 8 km zu schätzen ist. Kurve 2 bzw. 3 der Fig. 2 gibt die sichersten $P_2 - P_3$ -Werte für West- und Südwest- bzw. für Süd- und Südoststationen. Die Gerade für die West- und Südweststationen schneidet die Zeitachse bei 0.7 sec, die Abszissenachse bei 40 km, die der Südsüdoststationen bei 1.2 sec und 62 km. Beide Geraden laufen untereinander nahezu parallel; die Geschwindigkeit v_3 ist in beiden Azimuten gleich. Nur die Tiefenlage der P_3 -Schicht ist in den beiden Gebieten eine verschiedene. Sie liegt nach Formel (b) für das Westsüdwestgebiet bei 7 km, für das Südsüdostgebiet bei 10 km. Sind die Geschwindigkeiten zweier übereinander lagernder horizontaler

Schichten bekannt, so ist die Tiefe der Grenzfläche für schräg auftauchende Strahlen bestimmt durch¹²⁾:

$$h = \frac{1}{2} \left(t_3 - \frac{\Delta}{v_3} \right) \frac{v_3 v_2}{\sqrt{v_3^2 - v_2^2}} \dots \dots \dots (d_1)$$

t_3 ist die Laufzeit des gebrochenen Strahles vom Sprengpunkt durch die unterlagernde Schicht zum Beobachtungsort. Die Werte für v_2 und v_3 in d_1 eingesetzt, ergeben:

$$h = 6.3 t_3 - 0.94 \Delta.$$

Wird $(\Delta/v_2 - (t_2 - t_3))$ für t_3 eingeführt, so ist

$$h = 0.12 \Delta - 6.3 (t_2 - t_3) \dots \dots \dots (d_2)$$

Berücksichtigen wir noch die Mächtigkeit des Deckgebirges mit 2 km, so kann nach d_2 die Tiefe der Grenzfläche zwischen P_2 - und P_3 -Schicht für jede Station bestimmt werden, für die die Zeitdifferenz $(t_2 - t_3)$ bekannt ist unter der Annahme, daß die P_3 -Schicht horizontal gelagert ist und Tiefenunterschiede nur durch senkrechten Vorwurf (etwa nach Art großer Staffelbrüche) bedingt sind. Diese Annahme ist zwar wenig wahrscheinlich, soll aber vorerst, um Anhaltspunkte für die Tiefenlage zu gewinnen, beibehalten werden. Den besonders niedrigen Wert für die Tiefe der P_3 -Schicht von 5.5 km ergibt die Sprengung Oberaula für die Station Lichtenfels. Im Gebiet Oberaula, Treysa, Steinau führt die Rechnung auf eine mittlere Tiefe von 7.5 km. Die Südstationen Seiferts, Bischofsheim, Morlesau ergeben 10 km, die Südoststation Immenreuth ergibt 7.4. Die Sprengung Menden führt auf einen Wert von 10 km und Oppau auf 7.6 km. Tabelle 7 bringt die nach d_2 berechneten Tiefen der P_3 -Schicht.

Tabelle 7

	Station	Entfernung km	$t_2 - t_3$ sec	Tiefe km	
WSW	Oberaula—Lichtenfels	56.4	0.5	5.5	5.5
	Oberaula—Göttingen	82.5	0.7	7.5	7.5
	Treysa—Göttingen	83.25	0.8	7.0	
	Steinau—Kammerbach	105.8	1.1	7.8	
	Oppau—Göttingen	250.7	4.0	7.6	
S	Seiferts—Göttingen	112.5	1.0	9.2	10
	Bischofsheim—Göttingen	123.3	1.0	10.4	
	Morlesau—Göttingen	157.5	(1.8) 1.3	(9.6) 12.7	(12)
SO	Immenreuth—Göttingen	229.5	3.5	7.4	7.5

Nach der Tabelle 7 hat die P_3 -Schicht keine gleichmäßige Tiefenlage. Für Mittel- und Süddeutschland scheint die P_3 -Schicht eine Mulde zu bilden, deren Flügel sich nach Westen, Südwesten und Südosten herausheben. Über der Muldenachse liegen die Südstationen. Für die letzteren beträgt die Tiefenlage der P_3 -Schicht nach d_2 bei 112 km 9.2 km; bei 123 km 10.4, bei 157 km 12.7 km.

Die Muldenachse sinkt (staffelförmig) nach Süden weiter hinein, und zwar ergibt sich im Bereich der drei Südstationen ein Absinken von 0.8 km bei 10 km wachsender Entfernung. Wir vergleichen jetzt die Ergebnisse aus Steinbruchsprengungen mit denen aus Nahbeben und, soweit Sprengungen vorliegen, auch mit diesen. Die Auswertung von Nahbeben ist dadurch erschwert, daß Herdtiefe, Herdentfernung und Beginn des Bebens unbekannt sind. In den Seismogrammen von Nahbeben unterscheidet man \bar{P} -Wellen, die durch eine Schicht in geringer Tiefe unter der Erdoberfläche gelaufen sind, P^* -Wellen mit einer größeren Geschwindigkeit und P -Wellen. Die Geschwindigkeit der letzteren beträgt 7.8 bis 8.2 km/sec, die Tiefenlage der P -Schicht wird zu 50 bis 60 km angegeben. Für die Geschwindigkeit der \bar{P} -Wellen, die mit unseren P_2 -Wellen identisch sind, wurden geringere Werte gefunden.

Tabelle 8

Autoren	\bar{P} km/sec	Herd	Autoren	Sprengort	\bar{P} km/sec
Mohorovičić . . .	5.6	Kulpa-Beben	Verschiedene	Oppau	4.5—5.6
Gutenberg . . .	5.5—5.6	Süddeutschl.	Rothé	La Courtine	5.5
Conrad	5.4	Tauern	Rothé	Malancourt	5.7
Conrad	5.6	Wien	Gutenberg Rheinland 1928		5.6
de Quervain . . .	5.57	Visp	nach Göttingen hin im selben		
			Beben		6.0

Die F^* -Wellen der Nahbeben sind unsere P_3 -Wellen. Als Geschwindigkeit der P^* -Wellen wurde gefunden von

Autoren	P^* km/sec	Beben
Conrad	6.3	Tauern
	6.5	bei Wien
Gutenberg	6.5	Süddeutschland
	7.1	erstes süddeutsches Beben
Jeffreys	6.3	Jersey
	6.3	Hervfordshire
Gutenberg	6.7	Rheinland 1928

Steinbruchsprengungen ergaben als Geschwindigkeit der P_3 -Wellen 6.72 km/sec. Über die Tiefenlage der F^* -Schicht gehen die Angaben der einzelnen Autoren weit auseinander. Als Herdtiefe der süddeutschen Beben fand Gutenberg 30 bis 40 km, in gleicher Tiefe möchte er auch die F^* -Schicht annehmen. Mohorovičić fand als Herdtiefe des Kulpabebebens 25 km; de Quervain in der Schweiz 36 km, Conrad 26 km in den Tauern und 29 km bei Wien; Jeffreys fand bei den schottischen Beben 12 und 8 km, und als Tiefe der Schichtgrenze \bar{P} gegen P^* für Schottland 10 bis 20 km.

Wir sahen bei der Bestimmung der Tiefenlage von P_3 , daß ein Abfallen der P_3 -Schicht nach Süden wahrscheinlich ist. Am Main bei Morlesau ist mit 12 km zu rechnen. Fällt die P_3 -Schicht mit nahezu gleichem Betrage (0.8 km/sec auf

10 km) nach Süden weiterhin ab, so würde für das Erdbebengebiet von Süddeutschland, das Gutenberg untersucht hat, eine Tiefenlage der P_3 -Schicht von 20 bis 30 km zu erwarten sein (Entfernung: Herd—Göttingen 365 km). Werte von nahezu gleichem Betrage, wie wir sie für die Tiefe der P_3 -Schicht gewonnen haben, findet Jeffreys für Schottland. Alle anderen Autoren finden wesentlich tiefere Lagen, die bis 40 km und mehr herunter gehen.

Zusammenfassung. Einsätze von Wellen konnten von 16 bis 230 km verfolgt werden. Die beobachteten Laufzeiten wurden nicht direkt zum Aufstellen einer Laufzeitkurve benutzt, sondern alle Stationen wurden auf gleiche Höhenlage (230 m) bezogen. Es wurde an den beobachteten Laufzeiten eine Zeitkorrektur angebracht, die sich aus der Differenz der Höhe der Station gegen das Bezugsniveau von 270 m über NN und der Geschwindigkeit der Gesteinsschichten, die am Aufbau des Stationsuntergrundes beteiligt sind, ergibt. Unterschieden wurde zwischen Sprengungen, bei denen beide Stationen auf Deckgebirge liegen und solchen, bei denen eine der beiden Stationen auf altem Gebirge steht. Wir erhalten für jede Gruppe eine Laufzeitkurve. Die Laufzeitkurven sind parallele Geraden. Die Gerade für Grundgebirgsstationen schneidet die Zeitachse bei 0.6 sec, die für Deckgebirgsstationen bei 1.1 sec. Als mittlere Geschwindigkeit dieser Wellen, die im vorstehenden mit P_2 bezeichnet sind, ergab sich 5.9 km/sec. Geschwindigkeitsbestimmungen aus der Differenz der Entfernungen und Laufzeiten zweier benachbarter Stationen führten auf untereinander abweichende Werte für v_2 ; hierin spricht sich der heterogene Bau der P_2 -Schicht aus. Es wurden dann unter der Annahme, daß die Geschwindigkeit im Deckgebirge und Grundgebirge konstant sei, die Streuungen der einzelnen Beobachtungswerte von einer mittleren Laufzeitkurve diskutiert, als seien diese durch die unterschiedliche Mächtigkeit des Deckgebirges bedingt. Zwischen den so geschätzten Werten für die Tiefe der P_2 -Schicht und den Werten, die aus Profilschießen über kurze Entfernungen gewonnen wurden, ergab sich Übereinstimmung mit den Werten für die Tiefenlage des varistischen Grundgebirges aus Bohrungen. Außer dieser P_2 -Schicht konnte noch eine tiefere Schicht mit der Geschwindigkeit $v_3 = 6.72$ km/sec festgestellt werden. Diese Schicht scheint nach Süden hin in 157 km Entfernung auf 12 km abzufallen, nach Südwesten und Südosten auf $7\frac{1}{2}$ km anzusteigen. Ein Vergleich mit den Daten aus der Nahbebenismik ergibt, daß $P_2 = \bar{P}$, $P_3 = P^*$ ist. Die P_2 -Schicht wurde als varistisches Grundgebirge gedeutet. Für diese Erklärung sprechen:

1. Die Tiefenlage im Mittel von 2 km, die sich mit Annäherung an altes Gebirge verringert.
2. Das Aufspalten in zwei parallele Laufzeitkurven für Grund- und Deckgebirgsstationen, das eine deutliche Abhängigkeit von dem Vorhandensein oder Fehlen des Deckgebirges ausdrückt.
3. Die hohe mittlere Geschwindigkeit von 5.9 km/sec.

4. Der örtliche Wechsel der Geschwindigkeit, der auf größere Einheiten im Grundgebirge hinweist.

5. Die Geschwindigkeit für P_2 im Harz und im Sauerland (5.88 und 5.85 km/sec). In beiden Gebieten fehlt Deckgebirge.

Als vertikale Gliederung der äußeren Erdkruste ergibt sich folgendes: Bis zu einer Tiefe von 2 bis 3 km beteiligt sich Deckgebirge mit örtlich variierender Geschwindigkeit und Mächtigkeit am Aufbau. Unter dem Deckgebirge beginnt die P_2 -Schicht mit einer mittleren Geschwindigkeit von 5.9 km/sec. Ihre Mächtigkeit beträgt zwischen 5 und 7 km. Unterlagert ist die P_2 -Schicht von der P_3 -Schicht. Deren Geschwindigkeit ist 6.7 km/sec.

Die vorliegende Arbeit wurde im Anschluß an die Arbeiten von Professor E. Wiechert † zur seismischen Erforschung der äußeren Erdkruste unternommen. Herrn Professor Wiechert und Herrn Professor Angenheister bin ich für die Förderung dieser Arbeit sehr zu Dank verpflichtet.

Literatur

¹⁾ E. Wiechert †: Seismische Beobachtungen bei Steinbruchsprengungen. Zeitschr. f. Geophys. **5**, 159 (1929).

²⁾ B. Brockamp und K. Wölcken: Bemerkungen zu den Beobachtungen von Steinbruchsprengungen. Zeitschr. f. Geophys. **5**, 163 (1929).

³⁾ K. Hummel: Die tektonische Entwicklung des Schollengebirgslandes. Fortschritte der Geologie und Paläontologie. Berlin 1929.

⁴⁾ W. Schweydar und H. Reich: Künstliche elastische Bodenwellen als Hilfsmittel geologischer Forschungen. Gerlands Beitr. **17**, 121 (1927).

⁵⁾ Meisser und Martin: Zur experimentellen Seismik. Zeitschr. f. Geophys. **3**, 106 (1927).

⁶⁾ B. Brockamp: Registrierungen von radiogegebenen Zeiten. Ebenda **4**, 404 (1928).

⁷⁾ E. Wiechert: Entfernungsberechnungen von Orten auf der Erde bei kleineren Abständen. Zeitschr. f. Geophys. **1**, 177 (1924/25).

⁸⁾ E. Wiechert und K. Zöppritz: Über Erdbebenwellen I und II. Gesellschaft der Wissenschaft, Göttingen 1907.

⁹⁾ G. Angenheister: Beobachtungen bei Sprengungen. Zeitschr. f. Geophys. **3**, 28 (1927).

¹⁰⁾ W. Korte: Beiträge zur experimentellen Seismik. Dissertation, Göttingen 1930.

¹¹⁾ Adams und Williamson: The compressibility of the minerals and rocks at high pressure. Papers from the Geophysical laboratory. Carnegie Institution of Washington. Nr. 484.

¹²⁾ G. Angenheister: „Seismik.“ aus den Handb. d. Phys. VI (S. 618).

Göttingen, Geophysikalisches Institut der Universität.

Die Schwere und Geologie in Kaukasien

Von P. Sawicky, Taschkent, USSR, Observatorium — (Mit 3 Abbildungen)

Gegenwärtig kann die Existenz einer Verbindung der Geologie mit dem Schwereverlauf in dieser oder jener Örtlichkeit als festgestellt betrachtet werden. Diese Verbindung tritt besonders relief hervor, wenn die Schweremessungen vorher isostatisch bearbeitet wurden. Wenn man das für Kaukasien vorhandene Material benutzt, kann man für verschiedene Rayone verschiedene gravimetrische Charakteristik geben. Auf diese Weise können folgende Gebiete angemerkt werden: 1. Der nördliche Kaukasus. Es herrschen tertiäre und posttertiäre Ablagerungen vor. Ein naher Zustand zur Kompensation. Nicht große positive Anomalien. 2. Gebiet des kaukasischen Hochgebirges. Intrusives und kristallinisches Gestein. Große positive Anomalien. 3. Kleiner Kaukasus. Intrusives Gestein. Große positive Anomalien Armeniens und des südlichen Teiles von Adscharistan. 4. Das Bassin des Flusses Rion. Ablagerungen von Paläogen. Positive Anomalien. 5. Bassin des Flusses Kura, mit Ausnahme seines unteren Laufes. Vorherrschend posttertiärer Ablagerungen. Nicht große positive Anomalien. 6. Küste des Schwarzen Meeres. Positive Anomalien. 7. Küste des Kaspischen Meeres und Schirwan. Tertiäre und posttertiäre Ablagerungen. Große negative Anomalien. — Was das unmittelbare Nebeneinanderstellen der gravimetrischen Größen mit dem Alter und den Dichtigkeiten der verschiedenen Formationen anbetrifft, so verringern sich die Größen der Anomalien im Maße des Übergangs von den alten und dichten Gesteinen zu denen jungen Alters und Gesteinen von geringer Dichtigkeit. — Es ist ein weiteres Studium des Baues von Kaukasien vermittelst Pendelmethode notwendig, wobei eine Gravitations-Planaufnahme mit Hilfe von Profilen am zweckmäßigsten sein dürfte. Ein Beispiel solchen Profils für das Landstück von Tiflis bei Wladikawkas ist in Graphik 3 angeführt.

Wenn Schweremessungen noch unlängst ausschließlich theoretisches Interesse vorstellten, indem sie Material zur Untersuchung der Erdfigur oder zum Studium der Frage über die Verteilung der Massen in der Erdkruste gaben, so hat sich gegenwärtig unzweifelhaft aufgeklärt, daß die Schwere und ihr Verlauf mit dem geologischen Bau der Erdoberfläche eng verbunden sind, woraus man die große Bedeutung der gravimetrischen Methode zum Entscheiden verschiedener geologischer Probleme ansehen kann. In dieser Beziehung können sogar alte gravimetrische Bestimmungen ausgenutzt werden. So erscheint der Inhalt des gegenwärtigen Artikels als Versuch, eine geologische Interpretation von Schweremessungen, die in früheren Jahren im Kaukasus ausgeführt worden waren, und eine Schätzung seiner einzelnen Rayone in gravimetrischer Beziehung zu geben.

Dabei wurde folgendes Material benutzt:

1. Gischitzki und Sawkevitsch, Katalog der in Rußland bis zum Jahre 1922 ausgeführten Schweremessungen. G. I. Z., 1923.
2. Heiskanen, Untersuchungen über Schwerkraft und Isostasie. Helsinki, 1924. Veröffentlichungen des Finnischen Geodätischen Instituts, Nr. 4.
3. Geologische Karte USSR im Maßstab 1:2 520 000, herausgegeben vom Geologischen Komitee im Jahre 1926.

Gegenwärtig, auch den Arbeiten einer Reihe von Forschern (Helmert, Hayford, Bowie, Heiskanen u. a.) sind alle Zweifel, die Notwendigkeit einer isostatischen Reduktion der Schweremessungen betreffend, beseitigt, da ohne eine solche Reduktion die erfolgreiche geologische Interpretation unmöglich sein würde. Jedoch führt die Verschiedenheit der Bearbeitungsmethoden zu sich voneinander unterscheidenden Resultaten, was eine gewisse Unbestimmtheit nach sich zieht. Zum Glück sind sogar so verschiedene Hypothesen, wie die von Airy oder Pratt nicht so groß, um die Resultate wesentlich zu beeinflussen.

Allein, es gibt noch eine Quelle von Ungenauigkeiten der Resultate und zwar die geologische Karte, welche nicht für alle Rayone ein klares Bild des geologischen Baues gibt und nur die oberflächliche, nicht aber die tiefe, für das unmittelbare Studium nicht zugängliche Bild der Geologie mit jüngeren Ablagerungen, Anschwemmungen usw. reflektiert; aber gerade der Einfluß dieser tiefen Geologie auf die zu messenden Werte der Schwerkraft übertrifft sehr oft die Wirkung anderer Faktoren.

Auf diese Weise haben wir beim Vorhandensein einer Reihe von Ursachen keine Entscheidung mit gleichen Zeichen, aber dennoch gelingt es in gewissen Fällen die Hauptquelle der Anomalien festzustellen, z. B. in unmittelbarer Nähe der Station die Existenz von Gesteinen abnormer Dichtigkeit, den Einfluß einiger tektonischer Strukturen usw. Aus dem Dargelegten geht klar hervor, daß unsere Folgerungen nur einen annähernden Charakter haben können, indem sie nur ein ganz allgemeines Bild der Erscheinung geben.

Eine Parallele zwischen dem Schwereverlauf und der Geologie kann auf zweierlei Wegen gezogen werden: der erste Weg, indem wir Heiskanen folgen, wird darin bestehen, daß das in Frage kommende Land in Rayone, die durch gleichartigen geologischen Bau charakterisiert sind, zerteilt und in einem jeden solchen Rayone den Gang der gravimetrischen Größen untersucht. Der zweite Weg wird darin bestehen, daß man aus dem allgemeinen Bilde des Schwereverlaufs im Gebiet ausgehend, Rayone abteilt, die durch einander ähnliche gravimetrische Anzeichen charakterisiert sind, wonach dann ihre Verbindung mit der Geologie des entsprechenden Rayones untersucht wird.

Da in beiden Fällen nicht die absoluten Schweregrößen für uns ein Interesse in sich bergen, sondern nur die Anomalien, deren Größe, wie schon oben gesagt, von der Hypothese, die als Basis dieser Anomalien diene, so haben wir von den Resultaten Heiskanens ausgehend, bei folgenden zwei Hypothesen Halt gemacht:

1. Die Hypothese Hayfords mit einer Tiefe der Hypostasie = 113,7 km.
2. Die Hypothese Airy bei einer Dicke der Erdkruste von 70 bis 104 km.

Ogleich nach Heiskanen der Schwereverlauf mit der Hypothese Hayfords, die eine Ausgleichstiefe = 250 km voraussetzt, besser erklärt wird, so ist die letztere Bedingung vom Standpunkt gewisser geophysischer Daten kaum annehmbar.

Alsdann, von der geologischen Karte ausgehend, haben wir alle zwischen dem Kaukasischen Hochgebirge und Armenien liegenden Stationen nicht nach

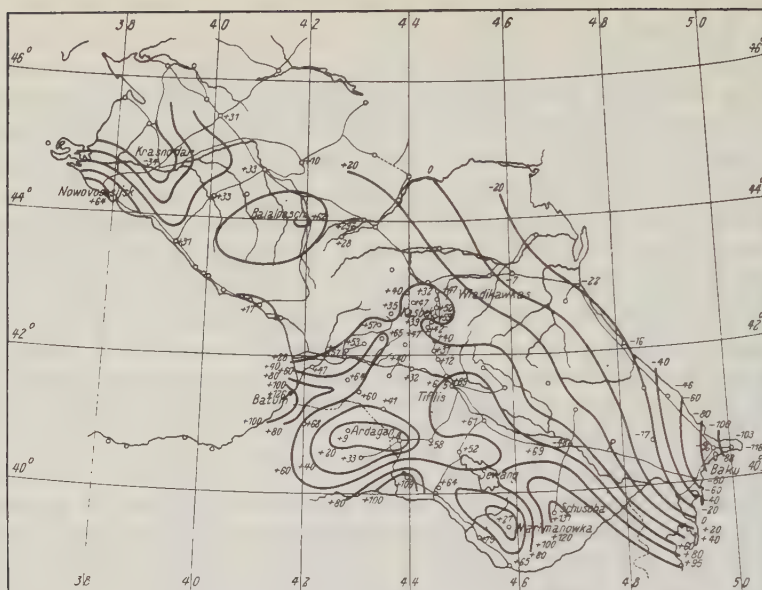


Fig. 1

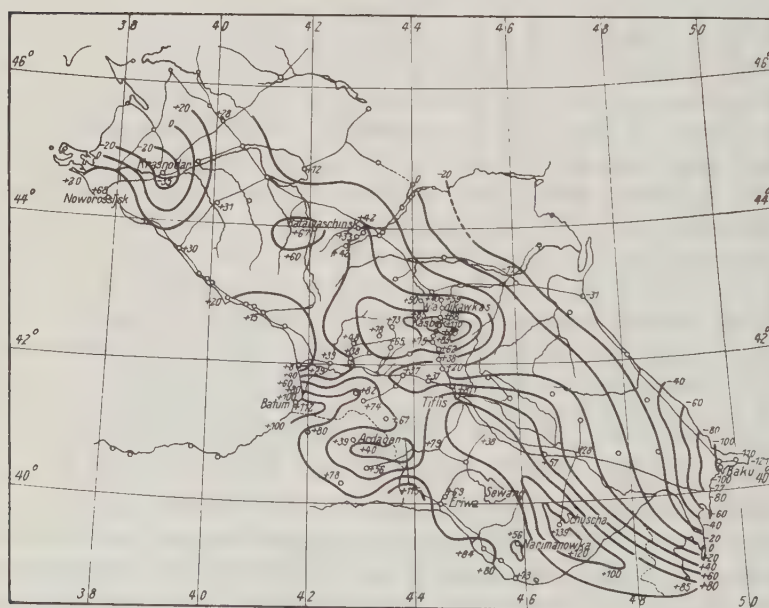


Fig. 2

Heiskanen zu einer Gruppe gerechnet, sondern diese Strecke in zwei Gruppen geteilt: eine nach Westen von der Suramschen Gebirgskette auf Paläogen und die zweite nach Osten von Suram auf posttertiären Formationen. Die Resultate sind in der Tabelle A angeführt:

Tabelle A

Gruppe	Gebiet	Zahl der Stationen	Hayford 113.7 km	Airy 70—104 km
1	Stationen des kaukasischen Hochgebirges .	11	+ 78	+ 44
2	Stationen Armeniens	17	+ 75	+ 59
3	Stationen gegen Westen von Suram . . .	5	+ 53	+ 47
4	Stationen gegen Osten von Suram	5	+ 28	+ 31
5	Stationen des nördlichen Kaukasus	11	+ 28	+ 25
6	Stationen des Kaspischen Meeres	8	— 76	— 70
7	Stationen des Schwarzen Meeres	9	+ 35	+ 42

Jetzt wollen wir auf den Arbeitskarten des Kaukasus Linien gleicher Anomalien ziehen. Graphik 1 gibt ein Bild der Anomalienverteilung nach der Hypothese von Pratt, Graphik 2 gibt die Verteilung der Anomalien nach Airy. Der Vergleich der Karten miteinander zeigt, daß die Anomalien Airy weniger scharf ausgedrückt sind als dieselben nach Hayford, aber bei beiden Graphiks findet man viel Allgemeines miteinander. Am allerwenigsten deutlich ist das Bild im Gebiet des Kaukasischen Hochgebirges, wo wenige Stationen da sind.

Die Daten der Tabelle A und beider Graphiks gestatten folgende Charakteristik der einzelnen Rayone zu geben:

1. Stationen des Kaukasischen Hochgebirges. Die Kette nach Westen von der Linie Wladikawkas—Tiflis ist aus Gneissen und Graniten zusammengesetzt. Sie wird von einem Jura Mantel, der sich auch weiter nach Osten bis Dagestan erstreckt, umfaßt. Gravimetrisch ist dieser Rayon sehr schwach beleuchtet, mit Ausnahme der Georgischen Militärstraße, wo die Anomalien der Größe nach, sich von Norden und Süden im Maße der Annäherung zum Hochgebirge selbst vergrößernd, bedeutend sind. Das Maximum der Schwerkraft liegt im Rayone intrusiver und kristallinischer Gesteine des Kasbeker Massives.

2. Die Stationen Armeniens. Für Armenien sind, einerseits, die intrusiven Gesteine, andererseits die alten Seeablagerungen charakteristisch. Bedeutende positive Anomalien. Das Maximum liegt im Rayone des Alages und Schuscha (Basalte und Trachite). Im äußersten Osten am Ufer des Kaspischen Meeres beobachtet man ein bedeutendes positives Maximum im Leninakanschen Rayone, welches dem Anschein nach durch tiefe Geologie — Vorhandensein von Gesteinen großer Dichtigkeit — hervorgerufen ist. Die Größen der Anomalien in Armenien zeigen sogar in der benachbarten Örtlichkeit bedeutende Veränderungen, was auf einen Zustand dieser Strecke der Erdkruste, der weit vom Gleichgewicht ist, hinweist. Damit kann man auch die bedeutende seismische Tätigkeit, die überhaupt für Transkaukasien charakteristisch ist, erklären.

3. Das Gebiet nach Westen von der Suramschen Gebirgskette im Bassin des Flusses Rion. Es herrschen Ablagerungen von Pläogen vor, die näher zum Schwarzen Meere unter den Flußablagerungen verdeckt sind. Bedeutende positive Anomalien.

4. Das Gebiet nach Osten von der Suramschen Gebirgskette im Bassin des Flusses Kura bis zum Meridian Schirwan. Es herrschen posttertiäre Ablagerungen vor. Die Anomalien sind nicht groß, mit Ausnahme des Tiflisschen Rayones, wo die Anomalien durch Lokalgeologie hervorgerufen sind.

5. Nördlicher Kaukasus. Es herrschen tertiäre und posttertiäre Ablagerungen vor und im Osten Ablagerungen der Kaspischen Transgression. Die Anomalien sind nicht groß; es herrschen positive Bedeutungen vor, die sich gegen Norden bis auf Null verringern. Eine Anomalie lokalen Charakters beobachtet man im Rayone von Krasnodar, im unteren Laufe des Kubanjflusses. Die sich an die Kaukasische Hochgebirgskette anschließenden Gebiete, wie von Norden, so auch von Süden bis zum Armenischen Hochlande sind nicht kompensiert.

6. Die Apscheronsche Halbinsel und die westliche Küste des Kaspischen Meeres. Posttertiäre Ablagerungen und solche der Kaspischen Transgression. Große negative auf ein lokales Massendefekt hinweisende Anomalien. Das größte Minimum in der „Bewohnten Landzunge“ nahe bei Baku.

7. Küste des Schwarzen Meeres. Charakteristische für die Strandstationen großer Wasserbassine positive Anomalien. Das Maximum beobachtet man im Rayone Batum, wo der Einfluß intrusiver Gesteine, die mit jüngeren Ablagerungen verdeckt waren, auch möglich ist. Nach Norden hin verringern sich die Anomalien, im Noworossisker Rayone ein neues Maximum gebend.

Wenn man nun, unabhängig vom Standort der Anomalien, diese letzteren mit dem Alter der verschiedenen geologischen Formationen nebeneinander stellt, so wird man die Tabelle B erhalten, aus welcher klar zu ersehen ist, daß im Maße des Übergangs von den alten und dichteren Gesteinen zu Gesteinen jüngeren Alters, folglich zu solchen von geringerer Dichtigkeit, die Größen der Anomalien sich verringern.

Tabelle B

NN	Geologische Formation	Zahl der Stationen	Hayford 113.7 km	Airy 70—104 km
1	Intrusive	11	+ 84	+ 72
2	Azoe	7	+ 85	+ 47
3	Paleozoe	—	—	—
4	Mesozoe	10	+ 57	+ 51
5	Kenozoe	22	+ 32	+ 25

Somit weist sogar das dürftige Material, das uns zur Verfügung stand, mit genügender Klarheit auf die Verbindung des Schwereverlaufs mit der Geologie hin. Jedoch gehört das Allerwichtigste in dieser Frage der Zukunft an. Es ist eine planmäßige Gravitationskartenaufnahme notwendig, wobei zu utilitarischen

Zwecken die Aufnahme in den Rayonen nach Norden und Süden hin vom Hochgebirge besondere Bedeutung haben wird. Am vorteilhaftesten wird nicht die Flächen-, sondern die Profilaufnahme sein, die sich in den letzten Jahren erfahrungsmäßig in den Arbeiten des Astronomischen Instituts und der Hauptbergbauverwaltung (Главного Геолого-Разведочного Управления) — Aufdeckung verschütteter aktinklinaler Lager im Rayone des Tersksischen*) Höhenzuges, Entdeckung neuer Erhebungen der Steinkohlenschichten im Tschertkower Rayone in der Richtung nach Woronesch**) — bewährt hat. Da solche Profile dicht nebeneinanderliegende Beobachtungspunkte erfordern, so geben für unsere Zwecke nur Schweremessungen, die für die Georgische Militärstraße gemacht sind, einiges Material zum Bau eines ähnlichen Profils. Auf dem Graphik 3 ist

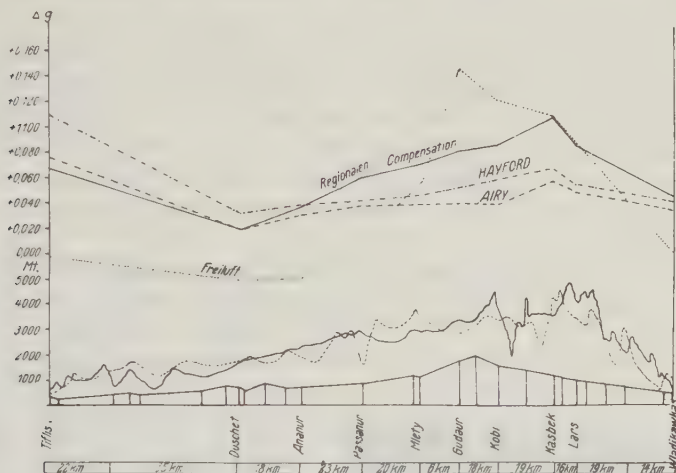


Fig. 3

ein Relief wie der Straße selbst, so auch der sie umgebenden Berge von Westen und Osten, dargestellt. Die Kurven der Anomalien sind für folgende Fälle ausgebaut: Freiluftreduktion, regionale Kompensation, Hypothese Hayfords, Hypothese Airy. Der allgemeine Gang der Kurven ist mit der Verteilung der Massen großer Dichtigkeit verbunden. Umgekehrt, während bei Freiluftreduktion der Einfluß Reliefs in bedeutendem Maße bemerkbar ist, wird bei anderen Arten der Reduktion der Haupteffect von der Gegenwart sich von der normalen unterscheidenden Dichtigkeiten stattfinden. Damit kann man in gleichem Maße das Maximum im Rayone des Kasbeker vulkanischen Massives, so auch das Maximum im Tifliser Rayone, erklären.

*) Numerov. Results of gravitational Observations in the region of Grosny in 1928. Zeitschr. f. Geophys. 1929, S. 7.

**) Westnik G. G. R. U. 1929, Nr. 5, Numerov. Es ist unbedingt nötig, eine Erforschung neuer Lagerstätten des Naphtha zu organisieren.

Filteraufnahmen von Polarlicht

Von **Leiv Harang** in Tromsø — (Mit 10 Abbildungen)

Die Intensitätsvariation in Grün und Violett in einzelnen Polarlichtern wird mittels Filteraufnahmen studiert.

Die Variationen in der spektralen Zusammensetzung des Polarlichtes sowohl in einzelnen Teilen eines individuellen Nordlichtes als von den verschiedenen Nordlichttypen sind noch wenig untersucht. Vegard*) hat mittels eines kleinen lichtstarken Glasspektrographen einige Aufnahmen von unterem und oberem Rande eines draperieförmigen Nordlichtbogens aufgenommen — und die Spektrogramme zeigen eine Zunahme der Intensität der violetten Stickstoffbanden im Vergleich zu der grünen Nordlichtlinie im oberen Rande des Bogens. Störmer**) hat Spektralaufnahmen von dem von ihm neu entdeckten Nordlichttypus, die sonnenbelichteten Nordlichter, aufgenommen — und gezeigt, daß die violetten Stickstoffbanden in den sonnenbelichteten Nordlichter bedeutend stärker im Vergleich zu der grünen Nordlichtlinie sind als beim Nordlicht, das sich im Erdschatten abspielt.

Um die spektrale Zusammensetzung der einzelnen Nordlichter zu untersuchen, wurden in Tromsø im Winter 1930 bis 1931 durch Benutzen von geeigneten Platten und Filter Aufnahmen vom Nordlicht gemacht.

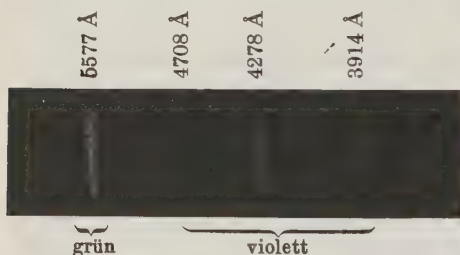


Fig. 1

Experimentelle Anordnung. Fig. 1 zeigt ein Nordlichtspektrum mit einem kleinen Glasspektrographen aufgenommen.

Durch Anwendung von zwei Nordlichtkameras, die mit einem gelben und einem violetten Filter versehen waren, konnten gleichzeitig Aufnahmen von Nordlicht

in grünem und violettem Licht gemacht werden. Die photographisch wirksame Linie in der grünen Aufnahme ist die grüne Nordlichtlinie, in der violetten Aufnahme hauptsächlich drei Banden, die der ersten negativen Serie des Stickstoffmoleküls (N_2^+) gehören.

Eine Reihe von Platten wurden in bezug auf ihre Grünempfindlichkeit untersucht, und als brauchbar erwiesen sich die Agfa Chromo-Isorapid-Platten und, noch besser, die Agfa Isochrom-Platten. Als Objektive wurden zwei identische

*) Zeitschr. f. Geophys. 6, 42 (1930).

**) Ebenda 5, 177 (1929).

Kino-Plasmat-Objektive von Hugo Meyer, Görlitz benutzt — Brennweite 5 cm, Lichtstärke 1 : 1.5. Das Objektiv mit gelbgrünem Filter wurde mit voller Öffnung benutzt, während das Objektiv mit violetter Filter durch die Blende auf Lichtstärke 1 : 2.2 herabgesetzt wurde, damit die Schwärzungen der zwei Aufnahmen von derselben Größenordnung herauskämen. Die Exponierungszeiten waren von der Größenordnung 40^s bis 80^s.

In einigen Fällen wurden gleichzeitig mit den Filteraufnahmen parallaktische Aufnahmen von zwei Stationen aus genommen, wodurch die Lage im Raume des Nordlichts genau ermittelt werden konnte. Im folgenden wird eine Auswahl von Filteraufnahmen von verschiedenen Nordlichttypen näher besprochen, wodurch die charakteristischen Eigentümlichkeiten der grünen und violetten Aufnahmen (im folgenden als G- und V-Aufnahmen bezeichnet) ersichtlich sind.

Auswertung der Platten. Was auf die Platte photographiert wird, ist die Projektion des Nordlichts auf eine Fläche senkrecht zur Visierrichtung. Die Intensität $I(x, y)$ in einem Punkte (x, y) in Projektion ist bestimmt durch folgende Integralgleichung*):

$$I(x, y) = \int_{z_1}^{z_2} F(x, y, z) dz,$$

wo $F(x, y, z)$ die Intensität im Punkte (x, y, z) im Nordlicht ist. Die Integration ist der Visierrichtung entlang auszuführen und z_1 und z_2 sind bestimmt durch die Oberfläche des Nordlichts. Falls man die Form der leuchtenden Luftmasse kennt, kann man unter gewissen Voraussetzungen, von der Intensität in Projektion auf die wahre Intensität im Raume schließen und dadurch die Flächen gleicher Helligkeit (isophote Flächen) bestimmen. Da das Volumen der leuchtenden Luftmassen im Nordlicht im allgemeinen als unbekannt vorausgesetzt werden muß, werden wir uns damit begnügen, die Variationen von $I(x, y)$ (isophote Kurven) in den G- und V-Aufnahmen zu vergleichen.

Jede Filteraufnahme wurde mit einer Schwärzungsskala versehen, die mit konstanter Lichtintensität und variierenden Exponierungszeiten hergestellt wurde. Durch Anwendung des Schwarzschildschen Gesetzes über die Abhängigkeit der Schwärzung von der Lichtintensität ist es möglich — nach besonderer Bestimmung der Schwarzschildschen Konstante der angewandten Platten — jeden Photometerschnitt auf wahre Lichtintensität zu überführen. Auf ein jedes Paar von Aufnahmen wurden identische Schnitte mittels eines lichtelektrischen Photometers ausgemessen. Durch Aufeinanderlegen der G- und V-Aufnahmen auf eine solche Weise, daß die Sterne auf den zwei Aufnahmen einander überdecken, konnten auf beiden Aufnahmen dieselben Schnitte für Ausphotometrieren bestimmt werden.

Die anguläre Ausdehnung des Nordlichts von unten nach oben ist oft bedeutend. Da die atmosphärische Extinktion das grüne und violette Licht mit abnehmender Höhe über den Horizont verschieden beeinflußt, ist es notwendig,

*) Vgl. P. ten Bruggencate: Sternhaufen.

die gemessenen Intensitäten für die Wirkung der atmosphärischen Extinktion zu befreien. Die Extinktionsformel lautet bekanntlich:

$$I_{\lambda m} = I e^{-\alpha_{\lambda m}}$$

Für $e^{-\alpha_{\lambda}}$ wurden folgende Werte benutzt [Rosenberg*]): $e^{-\alpha_{\text{grün}}} = 0.814$, $e^{-\alpha_{\text{violett}}} = 0.614$. Der Extinktionskoeffizient für Grün entspricht der Wellenlänge 5577 Å, der Extinktionskoeffizient für violett entspricht die mittlere Wellenlänge der wirksamen Wellenlängen in Violett 4110 Å. Die Werte von m für verschiedene Höhen über den Horizont sind den Tabellen von Bemporad zu entnehmen.

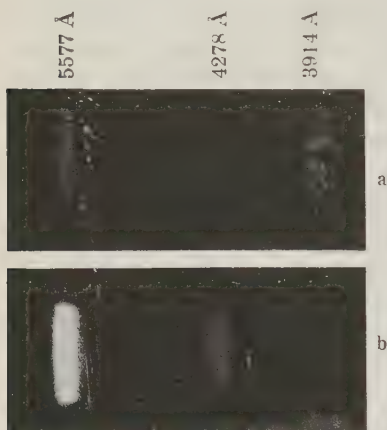


Fig. 2

Die Wirkung der Extinktion kommt besonders deutlich hervor bei den Spektralaufnahmen in Fig. 2. Die beiden Spektren sind mit einem kleinen lichtstarken Spektrographen aufgenommen, der dauernd während des Nachts automatisch jede Stunde ein Spektrum — mit einer Exponierungszeit von einer Stunde, das Nordlicht photographiert. Spektrum *a* zeigt eine Aufnahme mit normaler Intensitätsverteilung im Spektrum, aufgenommen am 24. November 1930.

Spektrum *b* zeigt eine fünfständige Aufnahme von Nordlicht am 28. November 1930 aufgenommen, das sich hinter den Wolken tief am Horizont bei leichtem Schneefall abspielt. Die starke Schwächung der violetten Banden im Spektrum *b* im

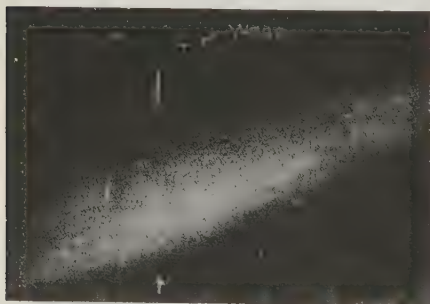


Fig. 3a. Aufnahme vom Bogen in Grün



Fig. 3b. Aufnahme vom Bogen in Violett

Vergleich zu der grünen Nordlichtlinie wird erklärt durch die starke Extinktion im Violett. Die Wirkung der Extinktion wird übrigens aus den Aufnahmen von Draperien im folgenden ersichtlich.

*) Nova Acta d. Kaiserl. Leop.-Car. Ak. Halle 1915.

I. Homogene Nordlichtbogen. Aufnahmen am 18. Januar 1931, 17^h 2^m G. M. T. Fig. 3a und b zeigt die V- und G-Aufnahmen. Fig. 4 zeigt einen Abzug der Photometerkurven eines Schnittes. Die Registrierichtung ist vertikal von unten nach oben. Die Photometerkurven werden von dem Punkte aus verglichen, wo die Schwärzung ihren Maximalwert hat. An sich ist es aber nicht undenkbar, daß die Intensitätsmaxima im Grün und Violett im Verhältnis zueinander verschoben sind. Um dies zu untersuchen, wurden auf Bogenaufnahmen Photometer-schnitte ausgemessen, die quer zu einem Stern (α Lyrae) laufen. Die Schwärzung des Sternbildes bewirkt einen Knick in der Registrierkurve — Ausmessung der Entfernung vom Stern bis zum Intensitätsmaximum zeigt, daß die Intensitätsmaxima innerhalb der Meßgenauigkeit im Verhältnis zueinander nicht verschoben sind.

Wie früher erwähnt ist, ist das Objektiv für die violette Aufnahme auf Lichtstärke 1 : 2.2 abgeblendet, während das Objektiv für die Aufnahme im Grün

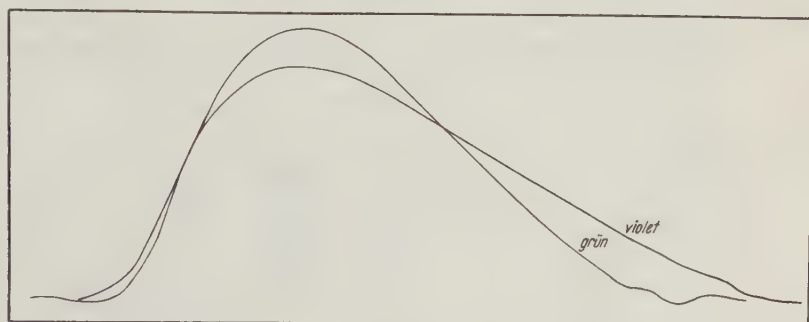


Fig. 4

mit voller Öffnung, Lichtstärke 1 : 1.5, benutzt wird. Dadurch wird erzielt, daß die Schwärzung im oberen Teil des Bogens, der eben unser Interesse hat, von derselben Größenordnung auf beide Filteraufnahmen wird. Auf sämtliche Bogenaufnahmen erstrecken sich die Photometerkurven der V-Aufnahmen ein wenig höher über das Intensitätsmaximum als auf die G-Aufnahmen. Die Schwärzung im Lichtmaximum dagegen ist auf die G-Aufnahmen immer größer als auf die V-Aufnahmen.

Fig. 5 zeigt die Variation in Intensität vom Intensitätsmaximum nach oben gerechnet auf den G- und V-Aufnahmen. Die Intensität im Lichtmaximum ist auf beide Aufnahmen gleich 100 gesetzt. Die starke Wirkung der selektiven Extinktion ist ersichtlich.

Die parallaktischen Aufnahmen, die gleichzeitig mit den Filteraufnahmen gemacht wurden, zeigen, daß die mittlere Höhe des unteren Randes des Bogens 97 km ist. Die Entfernung ist 270 km, die Höhe des Intensitätsmaximums über den Horizont 18.6°. Tabelle 1a und b zeigt, wie a die Intensität, I für jeden 5 km vom Intensitätsmaximum nach oben gerechnet, abnimmt, und b wie die

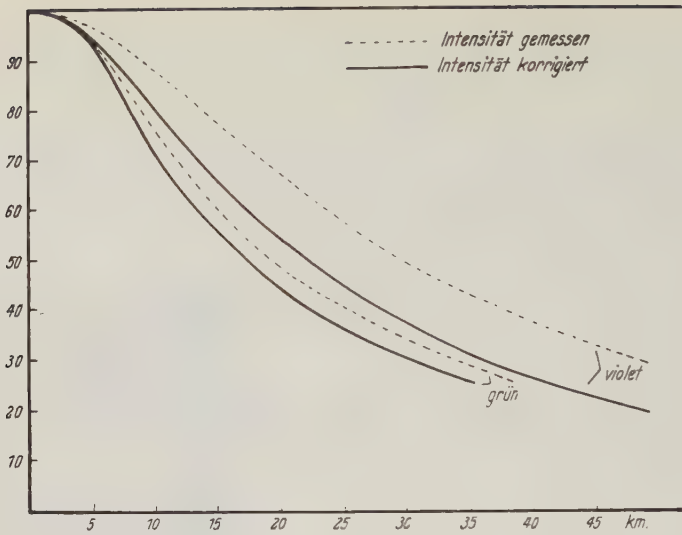


Fig. 5

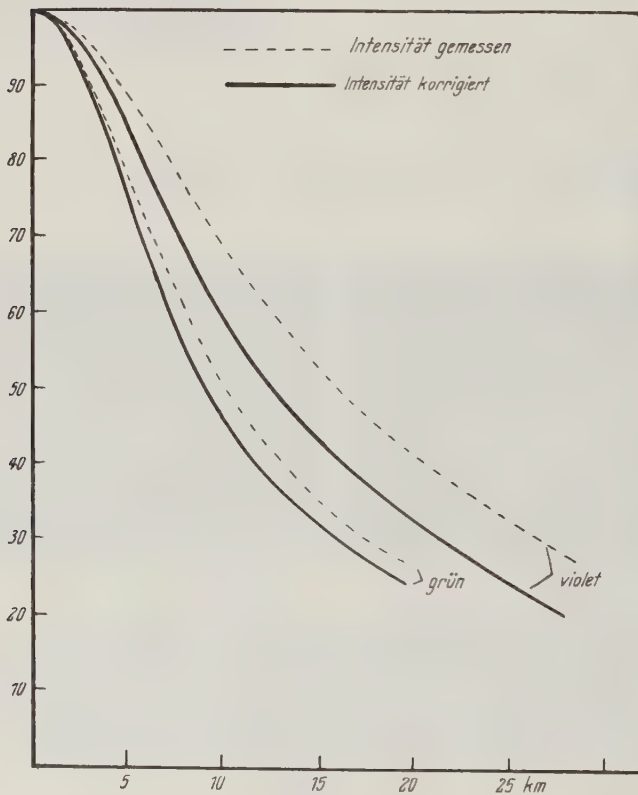


Fig. 6

Entfernungen der Punkte mit den Intensitätswerten 75, 50 und 30 vom Intensitätsmaximum ($I = 100$) variieren.

Tabelle 1a

km	$I_{\text{grün}}$	I_{violett}	$\frac{I_{\text{grün}}}{I_{\text{violett}}}$
0	100	100	1.00
5	91	94	0.97
10	71	79	0.90
15	56	65	0.86
20	44	54	0.82
25	36	44	0.82

Tabelle 1b

I	grün km	violett km
100	0.0	0.0
75	9.0	11.4
50	17.4	21.8
30	30.0	37.0

Aufnahmen von Bogen am 18. Januar 1931, 16^h 8^m G. M. T. Die paralaktischen Aufnahmen zeigen, daß die Höhe am unteren Rande dieses Bogens 109 km ist. Die Entfernung ist 380 km, und die Höhe des Intensitätsmaximums über dem Horizont 15.5°. Fig. 6 und Tabelle 2 zeigen die Variation vom Intensitätsmaximum aus nach oben gerechnet auf den G- und V-Aufnahmen.

Tabelle 2a

km	$I_{\text{grün}}$	I_{violett}	$\frac{I_{\text{grün}}}{I_{\text{violett}}}$
0	100	100	1.00
5	75	85	0.88
10	46	59	0.78
15	33	43	0.76
20	24	32	0.75

Tabelle 2b

I	grün km	violett km
100	0.0	0.0
75	11.0	13.8
50	18.8	22.4
30	26.7	30.7

Aufnahmen von Bogen am 18. Januar 1931, 17^h 18^m G. M. T. Die paralaktischen Aufnahmen zeigen, daß die Höhe am unteren Rande dieses Bogens 104 km ist. Die Entfernung ist 200 km und die Höhe des Intensitätsmaximums über dem Horizont ist 32°. Fig. 7 und Tabelle 3 zeigen die Variationen in Intensität vom Intensitätsmaximum aus nach oben gerechnet auf den G- und V-Aufnahmen.

Tabelle 3a

km	$I_{\text{grün}}$	I_{violett}	$\frac{I_{\text{grün}}}{I_{\text{violett}}}$
0	100	100	1.00
5	92	95	0.97
10	78	85	0.92
15	62	71	0.87
20	47	57	0.82
25	34	43	0.79

Tabelle 3b

I	grün km	violett km
100	0.0	0.0
75	11.0	13.8
50	18.8	22.4
30	26.7	30.7

Vegard*), der mit einem lichtstarken Spektrographen die relative Intensitätsabnahme vom unteren bis zum oberen Rande eines draperieförmigen Bogens

*) l. c.

aufgenommen hat. findet eine relative Abnahme von der Nordlichtlinie, 5577 \AA , von 0.69 bzw. 0.77, indem er die Bande 4278 \AA als Vergleichslinie benutzt. Der Höhenunterschied wird zu 60 km geschätzt. Da die Spektralaufnahmen nicht für die Wirkung der atmosphärischen Extinktion korrigiert sind, ist die wirkliche Intensitätsabnahme nicht so groß wie diese Zahlen angeben, allerdings von derselben Größenordnung wie bei den Filteraufnahmen, gefunden.

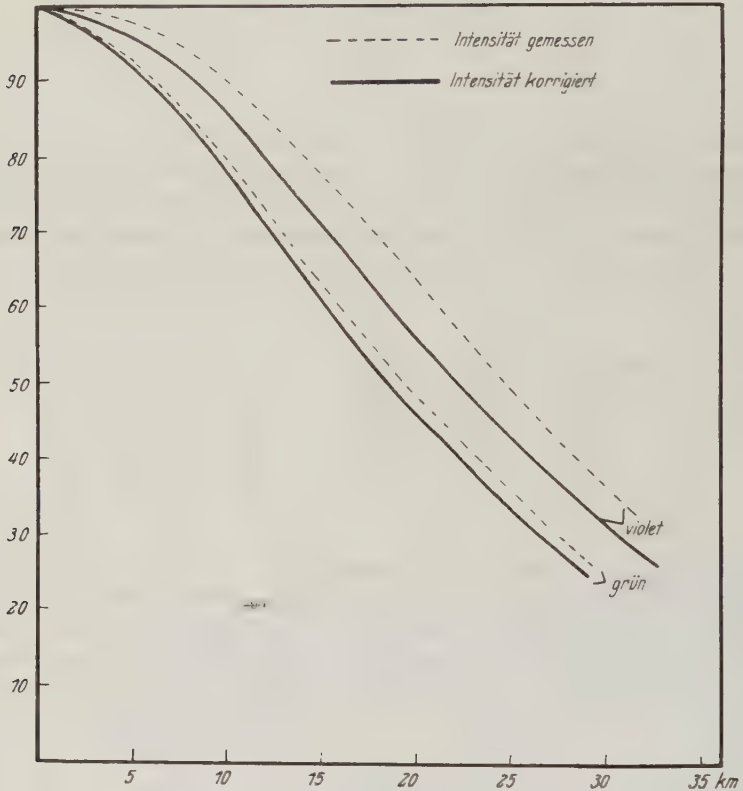


Fig. 7

Wie sich die Intensität vom Intensitätsmaximum nach unten im Grün und Violett variiert, wird späteren Untersuchungen vorbehalten. Da sämtliche Bogen, die im letzten Winter photographiert wurden, ziemlich tief am Horizont standen, wird die Korrektur für die Extinktion am untersten Rande, wo das Leuchten verschwindet, ziemlich groß und eine Feststellung des verschiedenen Verlaufs der Lichtabnahme im Grün und Violett dementsprechend unsicher.

II. Draperien. Aufnahmen am 6. Februar 1931, 21^h 11^m G. M. T. Diese Aufnahme zeigt die Wirkung der Extinktion besonders stark. Wie aus Fig. 8a und b ersichtlich ist, ist der unterste Teil der violetten Aufnahme, der sich 5 bis 6° über dem Horizont befindet, durch die Extinktion stark geschwächt, während die grüne Aufnahme dort mäßige Intensität aufweist. Eine Rechnung zeigt, daß dies auch mit den angewandten Werten der Extinktionskoeffizienten in Übereinstimmung ist.



Fig. 8 a.
Aufnahme von Nordlichtdraperie
in Grün



Fig. 8 b.
Aufnahme von Nordlichtdraperie
in Violett

Tabelle 4

Schnitt	h	$I_{\text{grün}}$	I_{violett}	$\frac{I_{\text{grün}}}{I_{\text{violett}}}$
b	17.8°	100	100	1.00
c	27.6°	26	53	0.49

Tabelle 4 zeigt die Maximalintensitäten der zwei oberen Schnitte, Fig. 9 zeigt Intensitätsvariationen durch Isophoten dargestellt.

Wie aus Tabelle 4 hervorgeht, sinkt die Intensität im Grün mit der Höhe ungefähr zweimal so schnell wie im Violett. Nehmen wir an, daß die Höhe des Schnittes *b* über der Erdoberfläche 150 km ist, was nach unseren Erfahrungen von parallaktischen Messungen der Größenordnung wahrscheinlich entspricht, wird der Abstand zwischen Schnitt *b* und *c* zu 85 km berechnet.

Tabelle 5.

Schnitt	h	I' grün	I grün	I' violett	I violett
a	12.8°	74	84	48	80
b	16.0°	100	100	88	100
c	26.0°	60	48	100	60

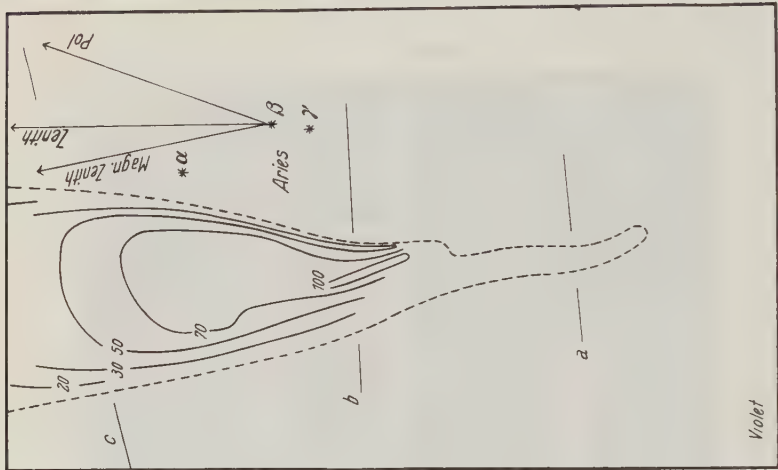


Fig. 9 b

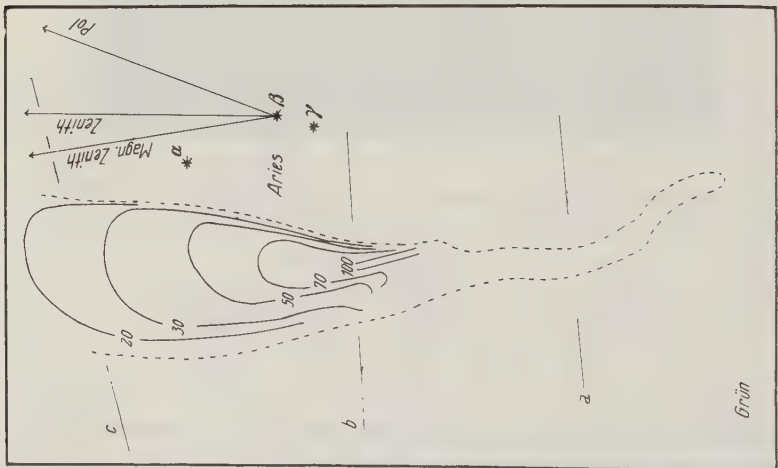


Fig. 9 a

Aufnahmen am 12. März 1931, 20^h 10^m G. M. T. Drei Schnitte dieser Draperie wurden ausgemessen. Tabelle 5 zeigt die Maximalintensitäten jeden Photometerschnitts. I' ist die gemessene Intensität, I ist die für die Wirkung der atmosphärischen Extinktion korrigierte Intensität, und h ist die anguläre

III. Von Strahlen sind mehrere Aufnahmen genommen. Die Aufnahmen zeigen, daß das violette Leuchten im oberen Teil noch von bedeutender Intensität ist, wenn das grüne Leuchten völlig verschwunden ist, trotzdem, daß die Schwärzung der G-Aufnahme im unteren Teil stärker ist als die Schwärzung der V-Aufnahme. Weiter scheint das Intensitätsmaximum im Strahl auf die V-Aufnahme nach oben verschoben zu sein im Vergleich zu dem Intensitätsmaximum der G-Aufnahme. Eine quantitative Feststellung von diesem kann indessen erst durch Ausphotometrieren mit einem Hartmannschen Mikrophotometer gegeben werden.

IV. Diffus leuchtende Flächen. Eine eigentümliche Nordlichtform, welche am Ende ungewöhnlich starker Nordlichter auftritt, sind die diffus leuchtenden Flächen. Die Farbe ist grün-grau und die Lichtintensität klein. Filteraufnahmen dieser leuchtenden Flächen zeigen eine fast verschwindende Lichtintensität im Grün im Vergleich zu Violett. Die Bildung dieser Flächen kann beim dauernden Abspielen von Nordlichter an einem Abend mittels Filteraufnahmen in Violett verfolgt werden. Auf die ersten Filteraufnahmen früh abends von Bogen und Draperien, besitzen die Aufnahmen keinen Hintergrund von kontinuierlicher Schwärzung. Mit der Zeit bekommen die Filteraufnahmen in Violett einen immer dunkler werdenden Hintergrund, welcher am Abend mit großen Ausladungen von Nordlicht, die Filteraufnahmen in Violett unbrauchbar macht. Um 23 bis 24^h abends hört gewöhnlich die Bildung von Draperien und Strahlen für einige Stunden auf und zurück am Himmel stehen schwach leuchtende Flächen.

Die Höhe dieser Flächen ist nach parallaktischen Messungen in Tromsø 100 bis 110 km, d. h. dieselbe Höhe wie Bogen und Draperien. Die große Intensität im Violett dieser Nordlichter darf deshalb nicht als ein Verschiebungseffekt mit der Höhe gedeutet, sondern muß als ein Typeneffekt angesehen werden.

Zur Erklärung der Änderung der spektralen Zusammensetzung im Nordlicht. Ein Versuch zur Erklärung der Intensitätsvariationen muß sich auf die gegenwärtigen Vorstellungen über den physikalischen Zustand im Nordlichtregion stützen. Die grüne Linie 5577 Å wird gemäß der Deutung von McLennan einem verbotenen Übergang im metastabilen Sauerstoffatom zugeschrieben, das violette Leuchten wird nach Vegard*) drei Stickstoffbanden, 4708, 4278 und 3914 Å, der ersten negativen Bandenserie des Stickstoffmoleküls (N_2^+) zugeschrieben. Die erregende Strahlung, die als Elektronenstrahlung angenommen wird, folgt nach der mathematischen Theorie von Störmer geodätischen Kurven auf einem Kegel. Das Elektronenbündel wird beim Durchgang der Atmosphäre dauernde Absorption erleiden. Die Absorption der Elektronenbündel ist ein komplizierter Prozeß, der sich aus echter Absorption, Streuung und Geschwindigkeitsverlust zusammensetzt. Nach Becker**), der den Durchgang von Elektronenbündeln durch Metallfolien mittels der elektromagnetischen Analyse untersucht hat, hat

*) Handb. d. Exper. Phys. 25, 445.

**) Ann. d. Phys. 78, 209 (1925).

das Elektronenbündel nach Geschwindigkeitsverlust beim Durchgang durch die Materie wenig an Homogenität der Geschwindigkeit verloren. Wir müssen deshalb mit einem Elektronenbündel von kontinuierlich abnehmender Geschwindigkeit und Intensität rechnen.

Die Lichterregung eines Elektronenbündels mit kontinuierlich abnehmender Geschwindigkeit ist besonders durch eine Reihe Arbeiten von Hanle untersucht*). Die Ergebnisse seiner Untersuchungen sind in kurzem: 1. Die Anregungsfunktion, d. h. die Lichtausbeute bei konstanter Stromstärke weist mit abnehmender Geschwindigkeit ein Maximum in Lichtintensität auf. 2. Linien einer Serie zeigen ähnlichen Verlauf der Anregungsfunktion, d. h. jeder Term besitzt eine charakteristische Anregungsfunktion. 3. Linien verschiedener Serien zeigen typisch verschiedene Anregungsfunktionskurven.

Die Anregungsfunktionen der Bandenspektren von Stickstoff sind noch nicht untersucht, es ist doch kein Zweifel darüber, daß die Bandenspektren von Stickstoff Anregungsfunktionen desselben Charakters wie oben erwähnt, haben. Von der Sauerstofflinie 5577 \AA darf man wegen den speziellen Anregungsbedingungen vom Druck und Zumischungen von Edelgasen, nicht von einer Anregungsfunktion in dem oben erwähnten einfachen Sinne sprechen. Die letzte Untersuchung von McLennan**) zeigt indessen, daß die Intensität von 5577 \AA stark mit der Stromstärke variiert, mit winziger Stromstärke im Entladungsrohr kommt die Linie 5577 \AA als einzige Sauerstofflinie im Spektrum vor.

Es ist deshalb zu erwarten, daß die spektrale Zusammensetzung des Lichtes mit der Höhe variieren muß, wenn ein Elektronenbündel mit abnehmender Geschwindigkeit die Atmosphäre durchsetzt.

Neben der Wirkung der verschiedenen Form der Anregungskurven von 5577 \AA und der violetten Stickstoffbanden kommt auch die Wirkung der wechselnden Zusammensetzung der Atmosphäre mit wachsender Höhe. Berechnungen über die Zusammensetzung der Atmosphäre im Nordlichtregion, die unter Voraussetzung von idealem Gleichgewicht von einer bestimmten Höhe aus, ausgeführt sind (Wegener, Jeans, Störmer), zeigen, daß die Menge von Stickstoff im Vergleich zu Sauerstoff mit der Höhe immer zunimmt. Wahrscheinlich wird dies auch eine Zunahme der Intensität der violetten Stickstoffbanden im Vergleich zu 5577 \AA mit der Höhe hervorrufen.

Falls die Intensitätsvariation mit der Höhe eine wesentliche Wirkung der verschiedenen Form der Anregungsfunktionskurven ist, wäre zu erwarten, daß Filteraufnahmen im Gebiet 3800 bis 3100 \AA — wo das Licht überwiegend aus Gliedern der ersten, zweiten und dritten positiven Bandenserie des Stickstoffs besteht, eine andere Intensitätsvariation mit der Höhe im Vergleich zu Grün

*) Z. B. Zeitschr. f. Phys. **56**, 115 (1929).

) Proc. Roy. Soc. London (A) **129, 41 (1930).

und Violett zeigen wird, da die optischen Anregungsfunktionen, und dem entsprechend auch die elektrischen Anregungsfunktionen, verschieden sind.

Für seine wertvolle Hilfe bei dem Nordlichtphotographieren darf ich Herrn cand. mag. E. Tönsberg meinen herzlichsten Dank aussprechen. Ich möchte auch Herrn Prof. J. Holtsmark und Herrn Dr. B. Trumphy an der Technischen Hochschule Trondheim für freundliches Entgegenkommen während der photometrischen Arbeit meinen besten Dank aussprechen.

Tromsö, Nordlysobservatoriet, Juli 1930.

Untersuchungen über die Sonnenkorona

Von E. v. d. Pahlen, Astrophys. Obs. Potsdam und A. Kohlschütter, Sternwarte Bonn

(Schluß)

Die Intensität des Magnetfeldes in der Umgebung der Sonne. Das Ergebnis der mitgeteilten Rechnungen in bezug auf den numerischen Wert der Konstanten k^2 , welche nach Formel (9) dieses Kapitels die Bedeutung

$$k^2 = \frac{eM}{mcv} \dots \dots \dots (1)$$

hat, war, daß zur Erklärung der Erscheinungen der Sonnenkorona diese Konstante einen etwa zwischen den Grenzen

$$k^2 = 3 \cdot 10^{22} \quad \text{und} \quad k^2 = 1 \cdot 10^{22}$$

(in c. g. s.-Einheiten) liegenden Wert haben muß (entsprechend den Werten $r_0 = 0.4$ und $r_0 = 0.6$ des Sonnenradius in der durch den jeweiligen Wert von k festgelegten Längeneinheit).

Wir wollen uns nun die Frage stellen, welche Schlüsse hieraus über die Beschaffenheit des Magnetfeldes der Sonne und die die Koronastrahlen bildenden Teilchen, sowie über die Geschwindigkeit letzterer gezogen werden können. Zur Vereinfachung der Diskussion wollen wir im nachfolgenden stets voraussetzen, daß diese Teilchen freie Elektronen sind, da die zu gewinnenden Resultate dann immer sehr leicht auch auf andere Teilchenarten — einfach und mehrfach ionisierte Ionen — umgerechnet werden können, indem der in Formel (1) auftretende Faktor e/mc noch mit dem Faktor $N/1830 A$ multipliziert wird, wo A das Atomgewicht und N den Grad der Ionisation bedeutet. Im Falle von Elektronen ist

$$\begin{aligned} e &= 4.77 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^{3/2} \text{ g}^{1/2} \text{ sec}^{-1}, \\ m &= 0.899 \cdot 10^{-27} \text{ g}, \\ c &= 3 \cdot 10^{10} \text{ cm sec}^{-1}, \end{aligned}$$

und es ist somit:

$$k^2 = 1.77 \cdot 10^7 \frac{M_{\odot}}{v} \quad \dots \dots \dots (2)$$

Mit den oben angegebenen Werten von k^2 erhält also das Verhältnis M_{\odot}/v einen Wert von der Größenordnung 10^{15} (für Wasserstoffkerne 10^{18}). Nun haben die von Hale und seinen Mitarbeitern auf Mount Wilson unternommenen direkten Messungen der Intensität des allgemeinen Magnetfeldes der Sonne mit Hilfe des an gewissen Linien des Sonnenspektrums beobachteten Zeemaneffektes*) für die magnetische Feldstärke an der Sonnenoberfläche Werte von etwa 50 bis 10 Gauß**) ergeben, wobei ersterer Wert sich auf tiefere, letzterer auf etwas höhere Schichten zu beziehen scheint. Eine einfache Rechnung zeigt indessen sofort, daß ein Feld von dieser Größenordnung mit den beobachteten Koronaerscheinungen schlechterdings nicht in Einklang zu bringen ist. Nehmen wir nämlich, wie wir es hier stets getan haben, und wie es die Mount-Wilson-Messungen zu bestätigen scheinen, an, daß das Feld in erster Näherung durch dasjenige eines Elementarmagneten von dem Momente M_{\odot} ersetzt werden kann, so ergibt sich, da für $z = 0$ (Sonnenäquator)

$$|\mathfrak{H}| = \frac{M_{\odot}}{r^3}$$

ist, und hier für r der Sonnenradius $r_{\odot} = 6.96 \cdot 10^{10}$ cm eingesetzt werden muß, schon für $|\mathfrak{H}| = 10$ Gauß der Wert des Momentes zu

$$M_{\odot} = 3.37 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{5/2} \text{ g}^{1/2} \text{ sec}^{-1},$$

was nach Formel (2) für einen in den oben bestimmten Grenzen liegenden Wert von k^2 auf eine Geschwindigkeit v der Teilchen von der Größenordnung von $10^{18} \text{ cm sec}^{-1}$, also etwa dem 10^8 -fachen der Lichtgeschwindigkeit führen würde. Wenn die aus den Koronaerscheinungen abgeleiteten Werte von k^2 einen physikalischen Sinn beanspruchen dürfen, muß also das magnetische Feld in dem von der Korona eingenommenen Gebiete ein außerordentlich viel schwächeres sein als in der Oberflächenschicht der Sonne, auf die sich die Messungen des Zeemaneffektes beziehen, d. h. es muß in der Sonnenatmosphäre eine ganz gewaltige Abschirmung des Magnetfeldes stattfinden, worauf schon der von den Mount-Wilson-Beobachtern festgestellte Abfall von 50 auf 10 Gauß bereits hinzuweisen scheint.

Nun besitzen wir, außer der Haleschen Angabe über die Intensität des Magnetfeldes auf der Sonne, nur noch eine zweite, welche Herr Deslandres auf gänzlich anderem Wege, nämlich aus Beobachtungen von Radialgeschwindigkeiten von Protuberanzenfetzen am Sonnenrande (die spiralförmige Bahnen um die Kraftlinien des Magnetfeldes zu beschreiben scheinen) zu gewinnen versucht

*) Mount Wilson Contr. Nr. 148 (1913) und Ap. J. 47, 206 (1918).

**) Ein Gauß = einer c. g. s.-Einheit der magnetischen Feldstärke.

hat. Im Gegensatz zu ersterer bezieht sich die Deslandressche Bestimmung wohl auf die allerhöchsten noch beobachtbaren Schichten der Sonnenatmosphäre, in denen die abschirmenden Ursachen ihre Hauptwirkung bereits ausgeübt haben müßten, und es ist nun daher um so interessanter, daß Herr Deslandres tatsächlich ein etwa 10^8 mal schwächeres Feld findet, nämlich von der Größenordnung von 10^{-7} Gauß*). Das dieser Feldstärke entsprechende magnetische Moment M_{\odot} wäre dann, nach Formel (3) von der Ordnung von 10^{25} und die Geschwindigkeit v etwa von der Ordnung 10^{10} cm sec $^{-1}$, also von der Größenordnung der Lichtgeschwindigkeit, was schon durchaus in den Bereich des physikalisch Möglichen fiel, da ja auch bei den das Nordlicht erzeugenden elektrisch geladenen Teilchen Geschwindigkeiten von dieser Größenordnung (etwa $1/2$ Lichtgeschwindigkeit) für nicht ausgeschlossen gehalten werden.

Es ist jedoch nicht unmöglich, daß auch in den über den von Herrn Deslandres beobachteten Schichten befindlichen alleräußersten Teilen der Sonnenatmosphäre eine weitere Schwächung des Magnetfeldes der Sonne stattfinden könnte, die jedoch in Ermangelung beobachtbarer Objekte noch nicht festgestellt werden konnte, und es liegt daher nahe, unsere bisherige Fragestellung umzukehren und das aus der Untersuchung der Korona gewonnene Ergebnis mit den allerdings zunächst noch sehr spärlichen und unzuverlässigen Geschwindigkeitsbestimmungen von außerhalb der Sonnenatmosphäre wahrnehmbaren elektrisch geladenen Teilchen zu verbinden, um auf diese Weise die Intensität des Magnetfeldes in dem die Sonne umgebenden Raume zu messen. Solche Geschwindigkeitsmessungen, deren Genauigkeit in allen Fällen allerdings eine sehr geringe ist, sind bis jetzt nach zwei verschiedenen Methoden ausgeführt worden: 1. Durch Abschätzung der Verspätung, mit der die Wirkung außerordentlicher Erscheinungen der Fleckentätigkeit auf der Sonne sich in Störungen des erdmagnetischen Feldes bemerkbar macht, und 2. durch direkte Messungen von Radialgeschwindigkeiten in der Korona.

1. Aus dem Zusammenhange zwischen Fleckentätigkeit auf der Sonne und magnetischen Störungen auf der Erde findet Herr Gehlinsch**) für die Geschwindigkeiten der von der Sonne auf die Erde gelangenden Teilchen Werte von 1200 bis 5000 km sec $^{-1}$. Setzen wir demnach etwa $v = 2 \cdot 10^8$ cm sec $^{-1}$, so würde Formel (2), wenn es sich in den beiden Fällen um Elektronen handelt, den Wert $M_{\odot} = 3.4 \cdot 10^{23}$ liefern, also ein etwa noch hundertmal schwächeres Feld als dasjenige, welches als nicht abgeschirmte Fortsetzung des von Herrn Deslandres beobachteten Feldes zu erwarten wäre.

2. Es ist bekanntlich Herrn Moore***) gelungen, bei der Sonnenfinsternis vom 21. September 1922 „Doppler-Verschiebungen“ an einigen Fraunhofer-

*) H. Deslandres: Compt. rend. **152**, 1433 und 1541 (1911); **153**, 10 und 221 (1911); **155**, 1573 (1912); **157**, 517 (1913).

**) Mitteilungen aus dem Institut für theoretische Astronomie in Riga, 3 (1928).

***) Publ. A. S. Pac. **35**, 333 (1923).

sehen Linien des Spektrums der äußeren Korona festzustellen. Es ergaben sich für Punkte, die etwa $20'$ von dem Ost- bzw. Westrande der Sonne lagen (also in einem Abstände von etwa $2^1/4$ bis $2^1/2$ Sonnenradien vom Mittelpunkt der Sonne), Linienverschiebungen nach dem roten Ende des Spektrums, welche Radialgeschwindigkeiten von etwa 25 km sec^{-1} entsprechen würden.

Nehmen wir nun zur Vereinfachung an, daß sich die beobachteten Punkte in der Äquatorebene der Sonne befanden und daß die Korona dem Störmerschen Werte des Feldes entsprach, welcher durch die Bedingung $r_0 = 0.4$ gegeben wird, so folgen für die Koordinaten der Punkte, auf die sich die gemessenen Radialgeschwindigkeiten beziehen, die Werte

$$R = \pm 0.93, \quad z = 0.$$

Dieser Punkt ist auf der die Störmersche Korona darstellenden Figur (Fig. 4) durch ein kleines Kreuz bezeichnet. Er liegt zwischen den Schnittpunkten mit der Äquatorebene von zwei berechneten Kurven, die den Parameterwerten $-\gamma = +\gamma_1 = 0.7$ und 0.8 entsprechen, und zwar etwas näher an die erstere Kurve.

Wie aus den von Störmer*) gegebenen Formeln hervorgeht, wird der Sinus des Winkels ϑ , den eine die Bildebene im Punkte R, z schneidende Trajektorie mit dieser Ebene bildet, durch den Ausdruck

$$\sin \vartheta = \frac{2\gamma}{R} + \frac{R}{r^3} = (a - b) \cdot R$$

gegeben, wo der Wert von $(a - b)$ aus den Tabellen der numerischen Berechnungen für die dem Punkte entsprechenden Koordinaten entnommen werden kann. Nun ergibt sich aus den auf das Koronamodell bezüglichen Tabellen**)

$$\text{für } \gamma_1 = 0.7 \quad z = 0 \quad R = 1.022 \quad a - b = -0.403 \quad \sin \vartheta = -0.412,$$

$$\text{für } \gamma_1 = 0.8 \quad z = 0 \quad R = 0.786 \quad a - b = -0.530 \quad \sin \vartheta = -0.417.$$

Die wahre Geschwindigkeit v des Teilchens bildet also mit der Bildebene einen Winkel von etwa $24^1/2^\circ$.

Die beobachtete Rotverschiebung v_r kommt nun dadurch zustande, daß sich einerseits die streuenden Koronateilchen mit der Geschwindigkeit $v'_r = v \cos \vartheta$ von der Sonne entfernen, andererseits mit der Geschwindigkeit $v''_r = v \sin \vartheta$ von dem Beobachter entfernen, oder sich ihm nähern, je nach der Art der Teilchen (positive Ionen oder negative Elektronen) und, für Teilchen ein und derselben Art, je nach dem Rande (Ost- oder Westrand) der Sonne, an dem beobachtet wird. Die resultierende beobachtete Radialgeschwindigkeit ist daher

$$v_r = v (\cos \vartheta \pm \sin \vartheta)$$

*) Résultats des calculs numériques des Trajectoires des corpuscules électriques dans le champ d'un aimant élémentaire, I. Trajectoires par l'origine. Formeln II b und 2c auf S. 2 und die Zusammenstellung auf S. 12.

**) Résultats des calculs numériques... III. Spirale de Villard; Trajectoires périodiques; modèle de la couronne du soleil S. 20—21.

und müßte in gleichen Abständen vom Sonnenrande auf beiden Seiten der Sonne etwas verschieden sein, was jedoch bei der ungenügenden Genauigkeit und großen Spärlichkeit der vorliegenden Messungen zunächst wohl noch nicht feststellbar sein dürfte. Nimmt man nun für v_r den beobachteten Wert von rund 25 km sec^{-1} und für den Klammerausdruck die beiden Werte

$$\begin{aligned}\cos 24\frac{1}{2}^\circ + \sin 24\frac{1}{2}^\circ &= 0.910 + 0.415 = 1.325, \\ \cos 24\frac{1}{2}^\circ - \sin 24\frac{1}{2}^\circ &= 0.910 - 0.415 = 0.495,\end{aligned}$$

so erhält man für die Grenzen, in denen die wahre Bahngeschwindigkeit der Teilchen liegen muß bzw.

$$v = 20 \text{ km/sec} \quad \text{und} \quad v = 50 \text{ km/sec}.$$

Setzen wir den dem Störmerschen Falle entsprechenden Wert $k^2 = 3.03 \cdot 10^{22}$ und etwa die Geschwindigkeit $2 \cdot 10^6$ in Gleichung (2) ein, so erhalten wir für das magnetische Moment den Wert $M_\odot = 3.4 \cdot 10^{21}$. Die magnetische Feldstärke an der von Moore beobachteten Stelle würde also, da der Abstand vom Sonnenmittelpunkte in Zentimetern gleich

$$R \sqrt{k} = 0.93 \cdot \sqrt{3} \cdot 10^{11} = 1.62 \cdot 10^{11}$$

ist, nur noch den winzigen Betrag

$$|\mathfrak{H}| = \frac{3.4}{(1.62)^3} \cdot 10^{21-33} = 0.9 \cdot 10^{-12} \text{ Gauß}$$

zu haben brauchen, um die beobachteten Koronaerscheinungen hervorzurufen. Im Falle der Geschwindigkeit $5 \cdot 10^6$ ist $M_\odot = 8.5 \cdot 10^{21}$ und die Feldstärke an der beobachteten Stelle $2.2 \cdot 10^{-12}$ Gauß.

Auf die einzelnen hierbei benutzten Zahlen ist natürlich kein Gewicht zu legen, es ist aber lehrreich zu sehen, was für außerordentlich schwache Felder schon ausreichen, um die beobachteten Koronaerscheinungen zu erklären. Um das Feld in unmittelbarer Nähe der Sonne (also etwa unmittelbar über der die abschirmenden Ströme enthaltenden Schicht) zu erhalten, müßten obige Werte noch mit dem Faktor

$$\left(\frac{0.93}{0.40}\right)^3 = 12.6$$

multipliziert werden. Das nach der Abschirmung in den Außenraum übergehende (oder in den oberen Schichten der Sonnenatmosphäre neu erzeugte) Feld braucht also nur von der Größenordnung von 10^{-11} Gauß oder $10^{-6} \gamma$ zu sein. Wir legen dieser Feststellung ein um so größeres Gewicht bei, als sie geeignet ist, die in jüngster Zeit auf Grund von theoretischen Überlegungen entstandene Ansicht, daß ein irgendwie merkliches magnetisches Feld in der Umgebung der Sonne überhaupt nicht bestehen kann (wodurch auch der „magnetischen“ Theorie der Sonnenkorona der Boden entzogen sein würde), auf ihr richtiges Maß zurückzuführen.

In zwei sehr interessanten im Herbst 1928 erschienenen Arbeiten, betitelt „On the radial Limitation of the Sun's Magnetic Field“ und „The Sun's General Magnetic Field and the Chromosphere“ versucht Herr S. Chapman*) den quantitativen Beweis dafür zu erbringen, daß das an der Sonnenoberfläche bestehende Magnetfeld durch die unter seinem eigenen Einflusse in der ionisierten Sonnenatmosphäre entstehenden östlichen elektrischen Ströme so gut wie vollständig abgeschirmt wird und bereits in der Chromosphäre einen völlig unmerklichen Wert haben muß. Da, wie wir oben gezeigt zu haben glauben, auch der rein empirische Befund die Annahme einer gewaltigen Abschirmung des Magnetfeldes der Sonne zum mindesten sehr plausibel erscheinen läßt, ist es vielleicht ganz zweckmäßig, hier den theoretischen Gedankengang von Herrn Chapman kurz wiederzugeben, um einen Einblick in den Mechanismus der Abschirmung zu gewinnen.

Unter dem Einfluß des an der Sonnenoberfläche bestehenden magnetischen Feldes, das nach dem Befund der Mount-Wilson-Beobachter in erster Näherung ja mit dem einer gleichmäßig magnetisierten Kugel (oder dem eines Elementarmagneten) identifiziert werden kann und also am Äquator horizontal nach Norden gerichtet ist, erhält ein irgendwie bewegtes elektrisch geladenes Teilchen, wenn noch eine auf dieses wirkende vertikale Kraft (Gravitation, elektrostatisches Feld) hinzukommt, eine senkrecht zur Meridianebene gerichtete, periodisch schwankende Geschwindigkeitskomponente. Der zeitliche Mittelwert dieser Geschwindigkeit ist von Null verschieden und proportional zu X/eH , wenn H die magnetische Feldstärke, e die Ladung des Teilchens und X die oben erwähnte vertikale Kraftkomponente bezeichnet. Da nun die Teilchen eines Gases, wegen ihrer Zusammenstöße mit anderen Teilchen, bei denen ihre Geschwindigkeiten Änderungen erfahren, nicht instande sind, diese volle „Stromgeschwindigkeit“ aufzunehmen, tritt noch ein Faktor hinzu, der von dem Werte der freien Weglänge für die betreffende Teilchenart abhängt. Der endgültige Ausdruck für die tatsächlich auftretende „Stromgeschwindigkeit“ V erhält daher die Form

$$V = - \frac{X}{eH} \cdot \frac{l^2}{R^2 + l^2},$$

wo l die freie Weglänge ist und R ungefähr den Radius des Zylinders bedeutet, auf dem, bei fehlenden Zusammenstößen, die spiralförmige Bahnkurve des Teilchens um die Kraftlinien des Magnetfeldes liegen würde. Sowohl l als R haben für negative Elektronen und positive Ionen (letzteres wegen ihres starken Massenunterschiedes) verschiedene Werte. Durch die im obigen Ausdruck auf-

*) Monthly Notices 89, I, 57 und 80. Herr Deslandres hatte bereits im Jahre 1913 (Compt. rend. 157, 517) zur Erklärung der zwischen dem von ihm gefundenen Werte des Magnetfeldes der Sonne (etwa 10^{-7} Gauß) und dem auf Mount Wilson erhaltenen (50 bis 10 Gauß) bestehenden Diskrepanz der von Herrn Chapman entwickelten mathematischen Theorie ähnliche, allerdings rein qualitative Betrachtungen über die Abschirmung des Feldes durch elektrische Ströme in der Sonnenatmosphäre angestellt.

tretende freie Weglänge wird auch der Zusammenhang der „Stromgeschwindigkeit“ V mit der Dichte des Gases (und somit auch mit dem Drucke) gegeben, da die freie Weglänge natürlich umgekehrt proportional zu der Anzahl n der Ionen (und auch, bei einem elektrisch neutralen Gemisch, der freien Elektronen) in der Volumeneinheit ist. Herr Chapman setzt

$$l_e = \frac{\alpha_e}{n}, \quad l_i = \frac{\alpha_i}{n},$$

wo die unteren Indizes e und i die den Elektronen und den Ionen entsprechenden Werte bezeichnen. α_e und α_i sind zwei Konstanten, deren Werte der für das Gemisch geltenden Gastheorie entnommen werden müssen. Da eine solche für lauter elektrisch geladene Teilchen in einem Magnetfelde noch nicht vorhanden ist, können α_e und α_i nur ganz roh abgeschätzt werden. Mit den von ihm angenommenen numerischen Werten erhält nun Herr Chapman für den Fall, daß die vertikale Kraft X ausschließlich durch die Gravitation bedingt ist, für die Stromgeschwindigkeit V_i der Ionen einen Wert von höchstens 2.26 cm/sec (nach Osten) und für die Elektronen etwa $V_e = 0.3 \cdot 10^{-4}$ cm/sec (nach Westen). Dies würde allerdings einem östlich gerichteten elektrischen Strome entsprechen, der das magnetische Feld der Sonne nach außen etwas abschirmen würde, jedoch sind die Geschwindigkeiten V_i und V_e so klein im Vergleich zu den Geschwindigkeiten der ungeordneten thermischen Bewegung bei der an der Sonnenoberfläche herrschenden Temperatur, daß das Phänomen kaum in Erscheinung treten würde. Nun besteht aber außer dem Gravitationsfelde in der Sonnenatmosphäre auch noch ein elektrostatisches Feld, auf das Pannekoek, Rosseland und Milne hingewiesen haben, und welches dadurch zustande kommt, daß die leichteren Elektronen sich im allgemeinen etwas weiter nach außen ausbreiten als die schwereren Ionen. Dieses Feld gibt eine auf die Ionen vertikal nach oben, auf die Elektronen vertikal nach unten wirkende Kraft, und zwar für beide von demselben Betrage $|X_i| = |X_e| = \frac{1}{2}(m_i + m_e)g$, so daß die volle Stromgeschwindigkeit für beide Arten von Teilchen denselben Wert hat. Da nun, bei gegebenem Drucke, die Elektronen (wegen ihrer viel größeren freien Weglänge) einen viel beträchtlicheren Teil dieser Geschwindigkeit tatsächlich aufnehmen werden als die Ionen, wird der östliche elektrische Strom zum größten Teile durch die nach Westen gerichtete Strömung der Elektronen bedingt sein. Mit dem für diesen Strom erhaltenen Wert berechnet nun Herr Chapman die Abnahme der magnetischen Feldstärke bei zunehmender Höhe über der Sonnenoberfläche (d. h. über derjenigen Schicht, in der die magnetische Feldstärke \mathfrak{H} am Äquator etwa gleich 50 Gauß ist) nach der bekannten Formel:

$$i = -\frac{1}{4\pi} \cdot \frac{d\mathfrak{H}}{dr}$$

und findet, daß die von den Mount-Wilson-Beobachtern festgestellte Abnahme von 50 auf 10 Gauß bereits auf einer Strecke von wenigen Kilometern (etwa

25 km) erfolgt, während nach der entgegengesetzten Richtung (nach innen) das Feld bis auf eine Intensität von etwa 11000 Gauß ansteigt. Da der letzte Abfall der Feldintensität nach außen in außerordentlich rascher Weise erfolgt, ist es klar, daß, unter Zugrundelegung der hier benutzten Zahlenwerte, von einem einigermaßen beträchtlichen magnetischen Felde in dem von der äußeren Korona eingenommenen Raume schlechterdings keine Rede sein kann. Bei den von Herrn Chapman benutzten numerischen Werten könnte es sogar streng auf den Wert Null herabsinken.

Abgesehen von gewissen theoretischen Bedenken, die in jüngster Zeit gegen die Entwicklungen von Herrn Chapman vorgebracht worden sind*), bildet die sehr ungenaue Berechnung der numerischen Werte der Koeffizienten α_e und α_i in den Formeln, welche die freien Weglängen l_e und l_i mit der Anzahl n der Ionen pro Kubikzentimeter verbinden (wie Herr Chapman selbst in einem Zusatze am Ende der ersten seiner beiden Abhandlungen hervorhebt), den wundensten Punkt seiner Berechnungen, so daß von einem strengen Beweise des völligen Verschwindens des magnetischen Feldes natürlich nicht die Rede sein kann. Auch aus der zweiten Abhandlung des Herrn Chapman, welche die abschirmende Wirkung der Chromosphäre, d. h. einer nicht durch Gasdruck, sondern durch Strahlungsdruck getragenen ionisierten Atmosphäre untersucht, kann ein Schluß gegen die magnetische Koronatheorie in keinem Falle gezogen werden. Wenn (l. c., S. 81) ein Feld von $5 \cdot 10^{-5}$ Gauß vom Verfasser bereits als unmerklich bezeichnet und vernachlässigt wird, so ist dem entgegenzuhalten, daß das Feld, welches Deslandres zur Erklärung der Bewegungen der Protuberanzenketten braucht, etwa noch 500mal schwächer sein kann, und wahrscheinlich, nach unseren Ergebnissen über die Korona, immer noch eher überschätzt als unterschätzt ist, da die Abschirmung der darüber liegenden Schichten kaum groß sein wird. Wie wir oben gesehen haben, hat das Feld, welches nach erfolgter Abschirmung heraustritt, falls die von Herrn Moore gemessenen Radialgeschwindigkeiten zuverlässig sind, nur noch die ganz minimale Intensität von etwa 10^{-11} Gauß, und es ist selbstverständlich gänzlich unmöglich, auf theoretischem Wege, ausgehend von irgendwelchen auf die Photosphäre oder die Chromosphäre bezüglichen numerischen Daten, zu zeigen, daß ein solches äußerst schwaches Feld in der Umgebung der Sonne nicht vorhanden ist.

*) T. G. Cowling: On the Radial Limitation of the Sun's Magnetic Field, Monthly Notices, vol. XC, S. 140 (1929). Herr Cowling zeigt in dieser Arbeit, daß die Gleichungen der Chapmanschen Theorie, wenn man sie für den mechanischen Effekt der magnetischen Kräfte korrigiert, einen Widerspruch mit dem Massenwirkungsgesetz und dem zweiten Hauptsatz der Thermodynamik ergeben, und daß, bei einem wirklich stationären Zustande für eine isotherme Atmosphäre, der Chapmansche Abschirmungseffekt durch die Wirkung des Druckgradienten vollständig aufgehoben werden würde. Für eine Atmosphäre mit einem Temperaturgradienten (wie er auf der Sonne zweifellos vorhanden ist) kann weder auf Grund der Chapmanschen noch der Cowlingschen Theorie eine bestimmte quantitative Aussage gemacht werden.

Eine ganz andere Frage ist es, ob das Gesetz der Änderung der Feldstärke im Außenraume um die Sonne, welches hier, nach dem Vorbilde von Störmer durchweg mit demjenigen des Feldes eines Elementarmagneten identifiziert worden ist, eine brauchbare Näherung an die Wirklichkeit darstellt. Das Nächstliegende würde natürlich die Erweiterung des Ausdruckes für das Potential Φ der magnetischen Kraft sein, durch Hinzufügung von Gliedern höherer Ordnung, also die Benutzung eines Potentials von der Form:

$$\Phi = A \frac{z}{r^3} + B \frac{z^2}{r^5} + \dots,$$

auf die z. B. auch das Potential einer als starrer Körper rotierenden, mit einer gleichmäßigen elektrischen Flächenladung versehenen Kugel gebracht werden kann. Leider ist die Durchführung der Rechnung für diesen Fall außerordentlich umständlich, da bei einem Potentiale const/r^n die Differentialgleichungen der „Meridiankurven“ nur im Störmerschen Falle $n = 3$ von der zweiten Ordnung sind, und für $n > 3$ eine viel verwickeltere Gestalt annehmen, die ihre numerische Integration höchst unpraktisch erscheinen läßt. Bei der geplanten Ausdehnung der in der vorliegenden Arbeit geschilderten Untersuchungsmethoden auf ein größeres Material von Koronaaufnahmen wird es sich vielleicht als zweckmäßig erweisen, auch noch andere Feldgesetze, außer dem inverskubischen, heranzuziehen, und auch, da es sich um verhältnismäßig langsam bewegte Teilchen handeln kann, die Gravitationskraft der Sonne (eventuell in Verbindung mit einer Repulsionskraft), wie das Störmer auch schon versucht hat, von vornherein mit zu berücksichtigen.

Wir wollen hier nur zum Schluß bemerken, daß die in der Korona sichtbaren Strahlen ihrer physikalischen Natur nach zwar mit den die Erde erreichenden Korpuskularstrahlen, welche die Nordlichterscheinungen und die magnetischen Störungen hervorrufen, sehr wohl identisch sein könnten, jedoch vermutlich aus beträchtlich langsamer bewegten Teilchen bestehen, wofür auch die verhältnismäßige Konstanz der Koronabilder ein und derselben Finsternis, bei Zeitintervallen bis zu zwei Stunden, durchaus zu sprechen scheint.

Die Helligkeitsschwankungen des aschgrauen Mondlichtes

Von J. Goldberg, Zagreb

Mit Rücksicht auf die Bedeutung der Bewölkung für die Albedo der Erde und die Intensität des aschgrauen Mondlichtes wird theoretisch das Gebiet der Erdoberfläche definiert, dessen Bewölkung im Einzelfalle entscheidend ist. Es ergibt sich, daß die Flächenelemente maximalen reflektierten Lichtes wesentlich im Tropengürtel liegen, so daß für das aschgraue Mondlicht hauptsächlich die hohe Albedo der Tropenbewölkung wirksam ist.

Die erfreuliche Zunahme der Beteiligung*) an systematischen Beobachtungen des aschgrauen Mondlichtes (a. M.) macht eine möglichst klare Problemstellung wünschenswert. Zur Klärung der geophysikalischen Seite des Problems der Helligkeitsschwankungen des a. M. können vielleicht die im folgenden mitgeteilten theoretischen Überlegungen, die in der einschlägigen Literatur bisher nicht angestellt zu sein scheinen, einiges beitragen.

Macht man sich die Arbeitshypothese**) zu eigen, daß die Bewölkungsverhältnisse in entscheidendem Maße die Helligkeitsschwankungen des a. M. bewirken, so entsteht die Frage nach dem Gebiet der Erde, dessen Bewölkung im einzelnen Falle wirksam wird. Vernachlässigt man die schwache Konvergenz der gemeinsamen Tangentenkegel der Sonne, der Erde und des Mondes, so ist das Gebiet der Erde, welches überhaupt Sonnenlicht zum Monde reflektieren kann, ein sphärisches Zweieck. Vernachlässigt man die Mondsdistanz gegenüber der Sonnendistanz, so ist der Winkel dieses irdischen Zweiecks gleich dem Winkel des vom a. M. aufgehellten Mondzweiecks (Größe des hierbei vernachlässigten Unterschiedes höchstens 9°).

Wäre das ganze irdische Zweieck, entsprechend seiner Albedo, gleichmäßig wirksam, so käme die Bewölkung so großer Gebiete in Betracht ($\frac{1}{2}$ bis $\frac{1}{4}$ der Erdoberfläche in der Zeit von Neumond bis zum ersten Viertel), daß der Grad der Bewölkung (das von Wolken bedeckte Gebiet in Prozenten des gesamten) wohl nur geringe Schwankungen um einen Mittelwert erfahren könnte. Es erfordert also schon die, immerhin beträchtliche, Amplitude der Helligkeitsschwankungen des a. M., daß das entscheidende Gebiet innerhalb des überhaupt wirksamen Zweiecks enger begrenzt werde.

Die Helligkeit, in welcher das a. M. dem Beobachter erscheint, hängt nicht allein von der Stärke der Beleuchtung ab, die die Nachtseite des Mondes von der Erde erfährt, aber sie nimmt mit der Stärke dieser Beleuchtung gewiß zu. Bekanntlich ist es mangels photometrischer Gesetze, welche sich für größere Körperoberflächen bewähren würden, heute kaum möglich, diese Helligkeit, selbst bei

*) Zeitschr. f. Geophys. 1931, H. 1/2, S. 92—94.

**) S. Škreb: Meteorol. Zeitschr. 1927, S. 393.

voller Kenntniss der irdischen Reflexions- und Absorptionsverhältnisse, zu berechnen. Auf einzelne Flächenelemente aber kann man das Lambertsche Gesetz anwenden. Diesem Gesetz zufolge ist die Beleuchtung des Mondes durch ein Oberflächenelement der Erde proportional dem Kosinus des Emanationswinkels ε des von diesem Element ausgestrahlten Lichtes; die Beleuchtung aber dieses irdischen Oberflächenelements durch die Sonne, und damit auch der Betrag des von ihm reflektierten Lichtes, ist proportional dem Kosinus des Einfallswinkels α der Sonnenstrahlung. Demnach ist die Beleuchtung des Mondes durch das irdische Flächenelement proportional zu $\cos \alpha \cos \varepsilon$.

Nun ist, wie sich aus den geometrischen Verhältnissen ergibt, wenn φ den Positionswinkel Sonne, Erde, Mond bedeutet, welchen im Mittelpunkt der Erde die Strahlen nach den Mittelpunkten der Sonne und des Mondes bilden:

$$\alpha + \varepsilon \geq \varphi.$$

Wegen $\cos \alpha \cos \varepsilon = \frac{1}{2} [\cos (\alpha + \varepsilon) + \cos (\alpha - \varepsilon)]$ ist $\cos \alpha \cos \varepsilon$ am größten, wenn sowohl $(\alpha - \varepsilon)$ als $(\alpha + \varepsilon)$ ihren kleinsten Wert haben. Das ist, bei gegebenem Positionswinkel, wenn

$$\alpha + \varepsilon = \varphi$$

und

$$\alpha = \varepsilon = \varphi/2.$$

Der durch diese Bedingung bestimmte Punkt der Erdoberfläche, welchem das Flächenelement maximaler nach dem Monde gerichteter reflektierter Lichtstrahlung zugeordnet ist*), sei kurz „Glanzpunkt“ genannt. In diesem Punkte trifft die Halbierende des Positionswinkels die Erdoberfläche, er halbiert also den Hauptkreisbogen, welcher die Orte verbindet, an welchen im gegebenen Zeitpunkt der Beobachtung die Sonne bzw. der Mond im Zenit stehen.

Man kann sich nun den Teil der Erdoberfläche, dessen Bewölkung durch ihre Albedo die Helligkeit des a. M. bestimmt, als Kugelhaube mit dem Scheitel im Glanzpunkt denken. Der sphärische Radius dieser Haube ist gewiß keine konstante Größe und hängt von der durch die Mondphase bedingten gegenseitigen Lage der eingangs erwähnten sphärischen Zweiecke der Erde und des Mondes ab; seine Werte werden empirisch zu bestimmen sein. Durch willkürliche Definition könnte man wohl einen minimalen Radius errechnen (z. B. durch die Forderung, daß das von der wirksamen Kugelhaube reflektierte Licht mindestens die Hälfte des gesamten vom irdischen Zweieck reflektierten Lichtes bei gleicher Albedo betrage). Der Gewinn aus einem solchen Rechenresultat ist um so fraglicher, als es noch mit dem problematischen Geltungsbereich des Lambertschen Gesetzes, der Unsicherheit des Einflusses der Absorption, der Spiegelung u. a. behaftet wäre.

Um die Verhältnisse zu illustrieren, seien für zwei Fälle (zunehmender und abnehmender Mond) die aus Beobachtungen am Geophysikalischen Institut in

*) Ceteris paribus, wobei auch von Spiegelung abgesehen wird, die Erdoberfläche also idealisiert wird als „matte“ Kugelfläche von überall gleicher Albedo.

Zagreb ($\varphi = 45^{\circ} 48' 54''$; $\lambda = 15^{\circ} 58' 32''$ E Greenw.) berechneten Glanzpunkte mitgeteilt.

I. 1930, IV. 1. $19^h 26^m$ MEZ (letzter Neumond III. 30. $6^h 46^m$ MEZ). Helligkeit des a. M. 7 Plassmannskala. Zu diesem Zeitpunkt stand die Sonne im Zenit auf

$$\begin{aligned}\varphi &= 4^{\circ} 29' \text{ N} \\ \lambda &= 95^{\circ} 36' \text{ W Greenw.}\end{aligned}$$

Der Mond stand im Zenith auf

$$\begin{aligned}\varphi &= 16^{\circ} 03' \text{ N} \\ \lambda &= 67^{\circ} 08' \text{ W Greenw.}\end{aligned}$$

Der Glanzpunkt ist

$$\begin{aligned}\varphi &= 10^{\circ} 16' \text{ N} \\ \lambda &= 81^{\circ} 22' \text{ W Greenw.}\end{aligned}$$

(Gegend der Landenge von Panama).

II. 1930, VIII. 22. $4^h 25^m$ MEZ (nächster Neumond VIII. 24. $4^h 37^m$ MEZ). Helligkeit des a. M. 10 Plassmannskala. Die Sonne stand im Zenit auf

$$\begin{aligned}\varphi &= 12^{\circ} 02' \text{ N} \\ \lambda &= 129^{\circ} 30' \text{ E Greenw.}\end{aligned}$$

Der Mond auf

$$\begin{aligned}\varphi &= 25^{\circ} 11' \text{ N} \\ \lambda &= 102^{\circ} 00' \text{ E Greenw.}\end{aligned}$$

Der Glanzpunkt ist in

$$\begin{aligned}\varphi &= 18^{\circ} 37' \text{ N} \\ \lambda &= 115^{\circ} 45' \text{ E Greenw.} \\ &(\text{Südchinesisches Meer}).\end{aligned}$$

Daß in Mitteleuropa sichtbares a. M. seine Quelle in der Bewölkung so ferner Gegenden hat, wird plausibel, wenn man bedenkt, daß die Sonne zur Beobachtungszeit unter dem Horizont ist und der Mond in Rektaszension nur wenig von ihr absteht. Besonderen Hinweis verdient es jedoch, daß der Glanzpunkt, dessen geographische Breite das arithmetische Mittel der Sonnen- und Monddeklinatation ist, in der Regel in den Tropengürtel der Erde fällt. Nur um die Zeit der Solstitien kann er um die halbe Mondbahnneigung über die Wendekreise hinausgehen. Die wirksame Kugelhaube kann natürlich — namentlich um die Solstitien — weiter in die gemäßigten Zonen reichen. Nun ist die Tropenzone und insbesondere die Äquatorialzone durch starke Bewölkung ausgezeichnet*). Hierzu kommt, daß infolge des hohen Dampfdruckes die Mächtigkeit der tropischen

*) J. Hann: Handb. d. Klimatologie, III. Aufl., 1910; Bd. II, 1. Teil, S. 21. „Die mittlere Bewölkung nimmt gegen den Äquator hin zu, und dort ist der Himmel fast konstant mehr oder minder bedeckt, ganz heitere Tage sind selten.“

Bewölkung sehr groß ist, demnach die Albedo dieser Wolkendecke Höchstwerte erreichen dürfte. Bedenkt man, daß zu jeder Zeit ein großer Teil der wirksamen Kugelhaube in die Tropenzone und meistens auch in die Äquatorialzone fällt, so muß man sich fragen, ob nicht die Sichtbarkeit des a. M. zum großen Teil überhaupt auf die hohe Albedo der tropischen Bewölkung zurückzuführen ist und dem Umstand zu danken ist, daß der Glanzpunkt wesentlich in niedrige Breiten fällt.

Infolge der Erdrotation wandert der Glanzpunkt um die Erde von Osten nach Westen. Das von der Sonne kommende Lichtbündel tastet gewissermaßen eine Zone der Erde von der Breite des doppelten sphärischen Radius der wirksamen Kugelhaube hinsichtlich der Bewölkung, welche die Erdalbedo wesentlich bestimmt, ab und registriert das Ergebnis an der Nachtseite des Mondes. In welchem Maße dieses Ergebnis prognostisch für die Meteorologie zu verwerten wäre, hängt von Umständen ab, namentlich von der Mondphase. Eine Beobachtung in Mitteleuropa z. B. in den frühen Abendstunden im Sommer zur Zeit des ersten Viertels oder nachher kann bei genügend feinstufiger Messung des a. M. Aufschluß geben über den Bewölkungszustand eines großen Teils des Südatlantik. Solche Beobachtungen an einer Reihe von Orten könnten namentlich für die Feststellung des Zustandes der Atmosphäre auf den Weltmeeren von Bedeutung sein.

Für die Untersuchung des hier erörterten Zusammenhangs von Bewölkung und a. M. werden statistische Methoden kaum Wesentliches zutage fördern können. Die Helligkeitsschwankungen des a. M. haben nicht den Charakter „zufälliger“, d. h. durch einen unübersehbaren Ursachenkomplex bedingter Erscheinungen; die Ursachen — Strahlung, Absorption und Albedo auf drei Weltkörpern — sind direkter Erforschung zugänglich. Zeigt doch schon der Versuch J. Plassmanns*) aus den Helligkeitszahlen seiner Beobachtungsreihe durch Aufreihung nach verschiedenen Gesichtspunkten statistisch Resultate abzuleiten, daß auf diesem Wege kaum eindeutige Ergebnisse zu erzielen sein werden.

Zur Förderung des Teilproblems — a. M. und Bewölkung — scheint der einzige gangbare Weg der direkter Beobachtung des a. M. und paralleler Beobachtung der Bewölkung in Gebieten um die zugehörigen Glanzpunkte zu sein. Zu diesem letzteren Zwecke wäre eine Reihe den Erdball umspannender Stationen des Tropengürtels erforderlich.

Von Interesse wäre auch die Untersuchung der Nachtseite des Mondes auf a. M. bei totalen Sonnenfinsternissen. Der Glanzpunkt wird in der Mehrzahl der Fälle nicht ins Gebiet der Totalität fallen, denn er ist dem Orte sehr nahe, welcher im Zeitpunkt der Gleichheit der Rektaszensionen von Sonne und Mond die Sonne im Zenit hat.

*) Ann. d. Hydrogr. u. marit. Met. 1924, Heft 12, S. 305—309.

Ein Strahlungskalender

Von H. Friedrichs, Wickersdorf — (Mit 7 Abbildungen)

Es wird der Versuch gemacht, für ärztliche Zwecke einen Strahlungskalender aufzustellen, der mit einiger Annäherung zu jeder Jahres- und Tageszeit und für jeden Zustand der Luft den Prozentsatz der die Erde erreichenden Sonnenenergie zu bestimmen gestattet. Dies ist sowohl für die gesamte Strahlung als auch für den kurz- und langwelligen Teil der Sonnenenergie geschehen. Es soll damit ein Vergleich bei ärztlich angeordneten Licht- und Sonnenbädern, soweit sie die Sonnenenergie benutzen, zu verschiedenen Tages- und Jahreszeiten ermöglicht werden.

Gerade in ärztlichen Kreisen ist der Wunsch nach einer einfachen Tabelle über die von der Sonne der Erde zu jeder Tageszeit und Jahreszeit zugestrahlten Intensitäten sehr verständlich. Es ist dies natürlich einleuchtend, daß dem Arzt daran liegen muß, zu wissen, wieviel Sonnenstrahlung der Patient unter verschiedenen Verhältnissen zugeführt erhält. Eine kurze Übersicht über die Möglichkeit, diese Strahlungsmengen schätzungsweise wenigstens in einiger Annäherung für den Fall völlig unbedeckter Sonne zu berechnen, stellen die folgenden Tabellen dar.

Den einfachsten Weg, die Jahreszeit in die Berechnung einzuführen, stellt die Fig. 1 dar, die die Abhängigkeit der Sonnendeklination von den einzelnen Monaten enthält. Es ist also nötig, aus der Fig. 1 die für das betreffende Datum geltende Deklination zu entnehmen und mit dieser Zahl in die Tabellen 1 bis 5 einzugehen. Man findet aus den Tabellen 1 bis 5 die Sonnenhöhen.

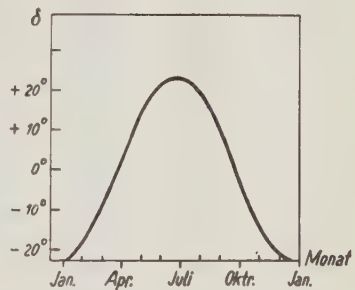


Fig. 1

In den Tabellen 1 bis 5 sind für die verschiedenen Breiten zu verschiedenen Deklinationen und zu den verschiedenen Ortszeiten die Sonnenhöhen berechnet worden. Für einen bestimmten Breitengrad empfiehlt es sich, nach Interpolation für diese Breite die Zahlenwerte graphisch aufzutragen. Die Umrechnung der mitteleuropäischen Zeit in die Ortszeit ist an Hand des Meridians sehr einfach, da es für einen bestimmten Ort immer derselbe Faktor ist.

Haben wir nun die Sonnenhöhen zu einer bestimmten Tages- und Jahreszeit gefunden, so entnimmt man aus der Fig. 4 sehr leicht das Verhältnis der von der Sonne der Erde zugestrahlten und an der Grenze der Atmosphäre ohne Verlust ankommenden Intensitätsmenge zur Intensitätsmenge, die nach Durchstrahlung einer je nach der Tageszeit mehr oder weniger dicken Luftschicht noch tatsächlich auf die Erde gelangt. Dies Verhältnis nennen wir $I : I_0$. Es ist also

ein Maß für die durchgelassene Intensitätsmenge. Da diese Durchlässigkeit sich sehr stark mit den Eigenschaften und dem Zustand der Luft verändert, so darf diese Tatsache nicht übersehen werden. F. Linke hat bekanntlich den Trübungsfaktor eingeführt, auf den in aller Kürze eingegangen werden muß. Für eine bestimmte Wellenlänge ist die Differenz der Logarithmen der außerhalb der Atmosphäre vorhandenen und der innerhalb der Atmosphäre gemessenen Strahlungsintensität proportional der durchlaufenen Luftmasse. Dieser Proportionalitätsfaktor wird Transmissionskoeffizient genannt. Am besten ersieht man es aus der bekannten Bouguerschen Formel

$$I_m = I_0 \cdot q^m.$$

Für die Transmission der Strahlung innerhalb der Atmosphäre sind dreierlei Faktoren von Einfluß: die Beugung an den Gasmolekülen, die Absorption durch Wasserdampf und andere Gase, die reflektierende und zerstreuernde Wirkung des Dunstes. Für die Veränderungen der Atmosphäre in bezug auf die Durch-

Tabelle 1. $\varphi = +40^\circ$

δ	0 ^h	1 ^h	2 ^h	3 ^h	4 ^h	5 ^h	6 ^h
+ 24 ^o	74.00	69.06	60.02	49.01	37.07	26.03	15.02
+ 20	70.00	66.02	57.05	46.08	35.04	24.00	12.07
+ 16	66.00	62.07	54.06	44.03	33.01	21.06	10.02
+ 12	62.00	59.00	51.05	41.06	30.06	19.01	7.07
+ 8	58.00	55.03	48.03	38.07	28.00	16.06	5.01
+ 4	54.00	51.05	45.00	35.08	25.03	14.00	2.06
0	50.00	47.06	41.06	32.08	22.05	11.04	0.00
— 4	46.00	43.09	38.01	29.07	19.07	8.08	—
— 8	42.00	40.00	35.06	26.07	16.09	6.01	—
— 12	38.00	36.02	31.00	23.03	13.09	3.05	—
— 16	34.00	32.03	27.08	20.01	11.00	1.00	—
— 20	30.00	28.04	23.08	16.08	8.01	—	—
— 24	26.00	24.05	20.02	13.05	5.01	—	—

Tabelle 2. $\varphi = +45^\circ$

δ	0 ^h	1 ^h	2 ^h	3 ^h	4 ^h	5 ^h	6 ^h
+ 24 ^o	69.00	65.07	57.09	48.01	37.06	27.01	16.07
+ 20	65.00	62.01	54.08	45.04	35.00	24.05	14.01
+ 16	61.00	58.04	51.06	42.05	32.03	21.08	11.02
+ 12	57.00	54.06	48.03	39.05	29.05	19.01	8.05
+ 8	53.00	50.08	44.08	36.04	26.07	16.02	5.07
+ 4	49.00	47.00	41.03	33.02	23.07	13.04	2.08
0	45.00	43.01	37.08	30.00	20.07	10.06	0.00
— 4	41.00	39.02	34.02	26.07	17.07	7.07	—
— 8	37.00	35.03	30.05	23.04	14.06	4.08	—
— 12	33.00	31.04	26.09	20.00	11.05	1.08	—
— 16	29.00	27.05	23.02	16.06	8.03	—	—
— 20	25.00	23.06	19.05	13.02	5.02	—	—
— 24	21.00	19.06	15.08	9.07	2.00	—	—

Tabelle 3. $\varphi = + 50^{\circ}$

δ	0^h	1^h	2^h	3^h	4^h	5^h	6^h
+ 24 ^o	64.00	61.05	55.01	46.06	37.02	27.06	18.02
+ 20	60.00	57.07	51.07	43.06	34.03	24.07	15.02
+ 16	56.00	53.09	48.03	40.04	31.03	21.08	12.02
+ 12	52.00	50.01	44.07	37.02	28.03	18.08	9.01
+ 8	48.00	46.02	41.01	33.08	25.01	15.08	6.01
+ 4	44.00	42.03	37.05	30.05	22.00	12.07	3.00
0	40.00	38.04	33.08	27.00	18.08	9.06	0.00
— 4	36.00	34.05	30.01	23.05	15.05	6.05	—
— 8	32.00	30.06	26.04	20.01	12.02	3.03	—
— 12	28.00	26.06	22.07	16.06	8.09	0.02	—
— 16	24.00	22.07	18.09	13.01	5.06	—	—
— 20	20.00	18.08	15.01	9.05	2.03	—	—
— 24	16.00	14.08	11.04	6.01	—	—	—

Tabelle 4. $\varphi = 55^{\circ}$

δ	0^h	1^h	2^h	3^h	4^h	5^h	6^h
+ 24 ^o	59.00	57.01	51.09	44.07	36.05	28.00	19.05
+ 20	55.00	53.02	48.03	41.05	33.04	24.08	16.03
+ 16	51.00	49.03	44.07	38.00	30.01	21.06	13.01
+ 12	47.00	45.04	41.00	34.06	26.08	18.04	9.08
+ 8	43.00	41.05	37.03	31.01	23.03	15.01	6.06
+ 4	39.00	37.06	33.06	27.05	20.01	11.08	3.03
0	35.00	33.07	29.08	23.09	16.07	8.05	0.00
— 4	31.00	29.04	26.00	20.03	13.02	5.02	—
— 8	27.00	25.08	22.02	16.07	9.08	1.09	—
— 12	23.00	21.08	18.04	13.01	6.04	—	—
— 16	19.00	17.09	14.06	9.05	2.09	—	—
— 20	15.00	13.09	10.08	5.08	—	—	—
— 24	11.00	10.00	6.09	2.01	—	—	—

Tabelle 5. $\varphi = + 60^{\circ}$

δ	0^h	1^h	2^h	3^h	4^h	5^h	6^h
+ 24 ^o	54.00	52.05	48.04	42.05	35.05	28.01	20.06
+ 20	50.00	48.06	44.07	38.09	32.01	24.07	17.02
+ 16	46.00	44.07	40.09	35.04	28.06	21.03	13.08
+ 12	42.00	40.07	37.01	31.07	25.01	17.09	10.04
+ 8	38.00	36.08	33.03	28.01	21.06	14.04	6.09
+ 4	34.00	32.08	29.05	24.04	18.01	10.09	3.05
0	30.00	28.09	25.07	20.07	14.05	7.04	0.00
— 4	26.00	24.09	21.08	17.00	10.09	3.09	—
— 8	22.00	21.00	18.00	13.03	7.03	0.04	—
— 12	18.00	17.00	14.01	9.05	3.07	—	—
— 16	14.00	13.00	10.02	5.08	0.01	—	—
— 20	10.00	9.01	6.04	2.01	—	—	—
— 24	6.00	5.01	2.05	—	—	—	—

t ist in astronomischer Zeit angegeben.

lässigkeit der Sonnenstrahlung an ein und denselben Ort sind im wesentlichen die beiden letzten Faktoren verantwortlich zu machen. Nun versuchte F. Linke zuerst, den konstanten Teil des Energieverlustes der direkten Strahlung bei völlig reiner wasserdampffreier und staubfreier Luft als Einheit der gesamten Extinktion zu betrachten und den extingierenden Einfluß des Wassers und des Dunstes auf ihn als Einheit zu beziehen*). Die Bouguersche Formel kann auch in einer anderen Form geschrieben werden:

$$I_m = I_0 \cdot e^{-a \cdot m}.$$

Auf diese Weise gelangt man sehr leicht zu dem Extinktionskoeffizienten a , der mit dem Transmissionskoeffizienten durch die Beziehung

$$q = e^{-a}$$

oder

$$a = -\ln q$$

verbunden ist. F. Linke benennt das Verhältnis des Extinktionskoeffizienten bei wasserdampf- und staubhaltiger Luft zu dem bei reiner Luft den Trübungsfaktor. Die Berechnung dieses Trübungsfaktors erfolgt sehr leicht nach der Arbeit von F. Linke in der Meteorologischen Zeitschrift 1922, S. 232. Auch dieser Arbeit liegt dieser Berechnungsgang zugrunde. Um nun das verschiedene Verhalten der einzelnen Teile des Spektrums zu ergründen, bestimmte F. Linke die Trübungsfaktoren des langwelligen und des kurzwelligen Teils des Spektrums**). Die direkte Sonnenstrahlung wird durch das Rotfilter Schott F 4512 beobachtet, das das Spektrum in zwei Teile zerlegt, den Teil mit einer Wellenlänge unter 0.575 und den Teil, der darüber liegt. Die extraterrestrische Intensität und die Extinktion dieser Strahlung sind für ideal trockne und reine Luft nach den Arbeiten von Abbot, Fowle usw. für alle Wellenlängen genau genug bekannt, sobald die Charakteristik des benutzten Filters vorliegt. Um nun die vollständige Rotstrahlung zu finden, muß man, um die spektrale Absorption und die spektrale Reflexion des Farbfilters zu berücksichtigen, zur beobachteten Rotstrahlung noch 12.1% hinzufügen. Die Kurzstrahlung K ist dann definiert als die Reststrahlung, wenn von der gemessenen Gesamtstrahlung I die korrigierte Rotstrahlung subtrahiert wird. Wir haben dann also

$$K = I - 1.12 R.$$

Nun ist es für einen Arzt natürlich nicht möglich, ohne große Schwierigkeiten den Zustand der Luft in bezug auf den Trübungsgrad zu erkennen. Daher ist ein kleiner Umweg vorzuschlagen, nämlich der über die Luftkörper. Jedem Arzt

*) Beitr. z. Phys. d. freien Atm. 10, 91.

**) Siehe Beitr. z. Phys. d. freien Atm. 15, 176.

Mittelwerte
der meteorol.
Elemente

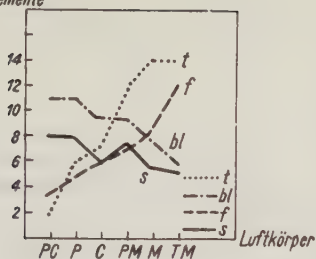


Fig. 2

Mittelwerte
der Trübung

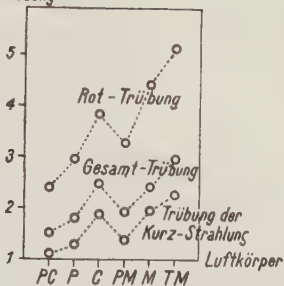


Fig. 3

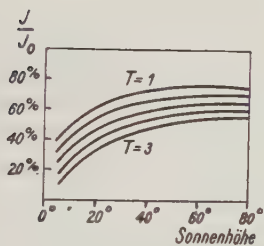


Fig. 4

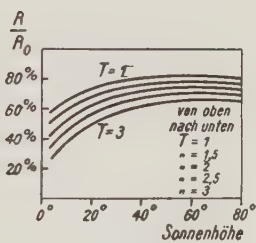


Fig. 5

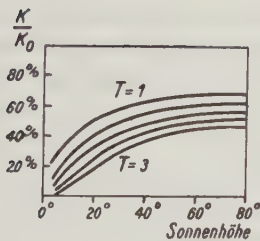


Fig. 6

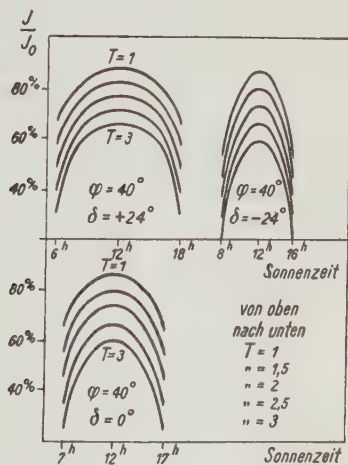


Fig. 7

sind folgende Luftarten, die man mit dem Ausdruck „Luftkörper“ bezeichnet, bekannt, worin sich also die Herkunft der Luft ausdrückt.

Polar-kontinentale Luft	PC
Polare Luft	P
Kontinentale Luft	C
Polar-maritime Luft	PM
Maritime Luft	M
Tropisch-maritime Luft	TM

Die Herkunft der Luft läßt sich nach einiger Übung sehr leicht an Hand der Wetterkarten feststellen. Es gibt aber auch noch eine andere Möglichkeit. Nach einer Arbeit im Wetter 1930, S. 257, ist jeder Luftkörper charakterisiert durch seine meteorologischen Faktoren, wie absolute Feuchtigkeit, Temperatur, Sicht, Himmelsbläue, Trübungsgrad usw. Wir bringen die vier zuerst angeführten meteorologischen Faktoren in der Fig. 2.

Diese Figur soll die Auffindung und Bestimmung des Luftkörpers erleichtern. Ist dieser nun ungefähr bekannt, so kann man aus der folgenden Fig. 3 zu dem Luftkörper den Trübungsgrad bestimmen, und zwar gleichzeitig für die Gesamtintensität, für Rotstrahlung und für die Kurzstrahlung. Mit Hilfe dieses Trübungsgrades kann man jetzt sehr leicht aus den Fig. 4, 5 und 6 zu den verschiedenen, bereits vorher bestimmten Sonnenhöhen das Verhältnis $I : I_0$ bestimmen, ferner auch das Verhältnis $R : R_0$ der Rotintensitäten und das Verhältnis $K : K_0$ der kurzwelligen Strahlung.

Als eine kleine Anwendung ist in der Fig. 7 der Tagesgang des Verhältnisses $I : I_0$ für den Breitenkreis 40° dargestellt, und zwar gleichzeitig für den längsten (Deklination 24°), den kürzesten Tag (Deklination -24°) und ferner für den Tag der Tag- und Nachtgleiche (Deklination 0°).

Alles bisher Gesagte gilt nur für die von der unbedeckten Sonne auf die Erde gelangende Strahlung. Die Himmelsstrahlung wird hierbei nicht berücksichtigt.

Meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Prof. Linke, bin ich für die Anregung zu größtem Dank verpflichtet, ebenso bin ich meiner Schülerin der Oberprimanerin Frl. Angelika Schönfelder für die Hilfe bei den Tabellen und Figuren dankbar.

Dr. Filchners erdmagnetische Beobachtungen in Zentralasien 1926 bis 1928. Bearbeitet von O. Venske*)

Von **K. Haussmann**

Dr. Filchner hat auf 6000 km Weglänge in China und Tibet in einem erdmagnetisch fast ganz unbekannten Gebiet in ununterbrochener Reihe auf 157 Stationen die erdmagnetischen Elemente D, H, I gemessen. Prof. Venske hat das gesamte Beobachtungsmaterial bearbeitet.

Die von Filchner in China und Tibet 1926 bis 1928 ausgeführte Forschungsreise diente geophysikalischen Zwecken, sie enthält eine lückenlose Beobachtungsreihe der drei erdmagnetischen Elemente D, H, I auf 157 Stationen in einem zum größten Teil magnetisch ganz unerforschten Gebiet. Die Messungen beginnen im Observatorium Taschkent, ziehen sich in ihrem Nordzweig längs des 41. Breitengrades nach Hami, von dort südöstlich weiter bis zu 103° Länge und 37° Breite; dann zurück gegen Süden auf den 31. Breitengrad und enden im Observatorium Dehra Dun in 30° Breite und 78° Länge. Die Beobachtungskette ist 6000 km lang, die Stationsentfernung ist im Mittel 35 km, im Nordzweig größer, doch nicht über 50 km, im Südzweig kleiner. Dieser letztere Teil mußte unter ganz schwierigen Verhältnissen ausgeführt werden, in Höhen von über 4000 m, und zum großen Teil im Winter, weil Filchner in der Herbstzeit durch das Verbot tibetanischer Behörden 2 Monate an der Weiterreise verhindert wurde. Die größte Höhe war 5010 m. Die Temperaturen lagen zwischen + 40 und — 30°. Wetterstürze, Sandstürme und Schneestürme erschwerten Reise und Beobachtung; die Flüsse mußten oft im Wasser durchquert werden, weil häufig Übergangsvorrichtungen fehlten; die Reise wurde unter großen Entbehrungen ausgeführt, da die äußerst geringen Geldmittel schon auf der Nordlinie zur Neige gingen. Die Bevölkerung war mißtrauisch und feindselig, so daß oft Eilmärsche nötig waren, um Lebensgefahren zu entrinnen. Da Filchner auf sich allein gestellt war, mußte er zu den wissenschaftlichen Arbeiten noch die Leitung und Sicherung der Karawane übernehmen. Dazu kam seine schwere Erkrankung an Gallenleiden und mehrfach eine Körpervverletzung. Daß Filchner trotz aller Strapazen und Mühseligkeiten seine große Aufgabe, die er sich selbst gestellt hatte, vollständig und mit einem hohen Grad von Zuverlässigkeit ausgeführt hat, zeugt von selbstloser Hingabe für die Wissenschaft und war nur möglich durch außergewöhnliche Willens- und Tatkraft bei zäher Ausdauer; selbst unter erheblicher Einbuße an Gesundheit.

Das erdmagnetische Beobachtungsmaterial umfaßt 858 Sätze. Zur Erledigung einer Station waren 3 bis 4 Stunden erforderlich, im Winter mehr. Das Beob-

*) Veröffentl. des Preuß. Meteorol. Inst. No. 379, Abh. Bd. IX. No. 7, Berlin 1931. Verlag von Springer.

achtungszeit mußte — zur Gewichtsverminderung wegen Verlust an Tragtieren — im Laufe der Zeit so verkleinert werden, daß der Beobachter nur noch knieend darin arbeiten konnte; bei Nacht mit offenem Kerzenlicht, nachdem die eisenfreien Lampen zerbrochen waren. Die Stationsorte und die Azimute mußten astronomisch bestimmt werden, und es ist eine einzig dastehende Leistung, daß auf allen Stationen die Deklination mit astronomischer Azimutmessung ausgeführt ist.

Leider ist das Beobachtungsmaterial von elf Stationen, Nr. 32 bis 42, von Ku-tschöng bis Hami, nicht vorhanden. Filchner berichtet, daß er von Hami aus sowohl das Original, als auch die Kopie dieser Aufzeichnungen im Glauben auf zuverlässige Beförderung gegen Quittung dem russischen Generalkonsul in Ti-hua hat übergeben lassen, der von Moskau aus angewiesen war, die Sendung auf dem Kurierwege nach Moskau und Leningrad zu befördern. Das Schriftstück hat sein Ziel bis jetzt nicht erreicht.

Daß die unter schwierigen Verhältnissen in unerforschten Gebieten ausgeführten zuverlässigen Messungen nun wissenschaftlich voll zur Geltung kommen, dadurch, daß Prof. Venske, der von Anfang an dem Forscher mit Rat und Tat zur Seite stand, die Bearbeitung übernommen hat, ist besonders erfreulich und dankenswert.

Die magnetische Ausrüstung Filchners war vorzüglich. Der magnetische Reisetheodolit, gebaut von G. Schulze in Potsdam, trägt Skalenmikroskope für Schätzung von $0.1'$. Das für Autokollimation eingerichtete Fernrohr ist gegen den Rand herausgerückt, damit die Mitte der Alhidade frei bleibt zum Einsetzen magnetischer Bestandteile. Dazu gehört das Gehäuse für einen Deklinationsmagnet mit Pinnen- und ein zweites für einen Magnet mit Fadenaufhängung. Auch der Schwingungskasten wird hier aufgesetzt; dieser trägt total reflektierende Prismen, so daß auch die Schwingungen durch das Theodolitfernrohr beobachtet werden können.

Im Falle des Bruchs eines Aufhängefadens konnte eine Ersatzröhre eingeschraubt werden, von denen mehrere mit eingezogenen Messingfäden von 0.03 mm Dicke mit oberem und unterem Klenmstück gebrauchsfertig beigegeben waren. Zur Beobachtung der Horizontalintensität nach Lamontscher Art wird eine durchgehende 55 cm lange Schiene für die Ablenkungsmagnete auf die Alhidade zentrisch und wagerecht aufgesetzt; die Schiene trägt Anschläge, gegen die die Magnete durch Federkraft angepreßt werden, mit Schutzhülsen gegen Strahlung. Dem Fernrohr gegenüber kann ein Sonnenspiegel mit Kippachse in gabelförmigen Stützen eingelegt werden. Für die Bestimmung der Inklination dient ein Vertikaldeflektor mit 15 cm langen Weicheisenstäben, der durch ein ringförmiges Gestell in den Theodolitunterbau eingesetzt werden kann*). Insgesamt waren fünf Magnete

*) Lamont: Handbuch des Erdmagnetismus; Göllnitz: Magnet. Vermessung von Sachsen. Beiheft zum Jahrb. f. d. Berg- u. Hüttenwesen in Sachsen auf das Jahr 1919. Freiberg.

vorhanden. Ein $5\frac{1}{2}$ cm langer Dreilamellenmagnet mit Spiegel und Hütchen für Pinnenaufhängung. Zwei 3 cm lange Hohl magnete mit Innenspiegel für Fadenaufhängung, deren Momente sich verhielten wie 2.45 : 1; nebst Torsionsgewicht. Zwei 6 cm lange Ablenkungsmagnete, hohlzylindrisch, mit Gegengewicht und Trägheitsstab. Diese beiden Hauptmagnete wurden in Weicheisenhüllen verpackt, sie haben auf der ganzen Reise ihre Momente fast unverändert erhalten, ein Beweis für die sorgfältige Behandlung und Verwahrung unter erschwerten Umständen. Filchner hat zur Bestimmung der Inklination auch einen auf den Unterbau des Theolodits aufsetzbaren Erdinduktor von Sartorius in Göttingen*) mitgenommen und ein dazu passendes Schleifengalvanometer von Zeiss in Jena; leider ist dieser Apparat nicht zur Verwendung gekommen, da das Galvanometer auf der Reise von Pawlowsk nach Taschkent zerbrochen ist**) und das von Berlin nachgesandte Ersatzinstrument, entgegen getroffener Abmachungen, verspätet von Taschkent weiterbefördert wurde und Filchner nie erreicht hat. Dadurch ist die erhoffte wichtige Gelegenheit entfallen, die Weicheisenstäbe, die sich auf der Reise anders verhalten, als in der Ruhe, auf ihre Zuverlässigkeit prüfen zu können.

Zur Ausrüstung gehörten weiter ein kleiner Universaltheodolit von Hildebrand in Freiberg und vier Taschenuhren, wovon zwei Deckchronometer mit $\frac{1}{2}$ -sec-Schlag, zwei Ankeruhren waren; eine der letzteren, von Lange & Söhne in Glashütte, hat sich am besten gehalten. Auch ein Zelt, ein eisenfreier Holztisch und ein Schemel für die Beobachtungen wurden mitgeführt.

Der Transport der empfindlichen Apparate war äußerst mühsam, am aufregendsten beim Durchqueren von Flüssen. Im Nordteil der Reise wurden die Instrumente an die elastisch federnde Decke eines Leiterwagens gehängt, auf russischem Gebiet auch im Auto befördert. Streckenweise wurden sie von Kulis getragen. Auf der Südstrecke wurden sie den ruhigsten Yaks aufgeladen. Das Auf- und Abladen und den Transport hat Filchner stets persönlich überwacht.

Auf einer Anzahl von Stationen wurden Ortszeit und geographische Breite nach der Standlinienmethode bestimmt, auf allen Stationen das Azimut astronomisch gemessen; dabei wurde fast immer die Sonne benutzt. Die Längenbestimmung erfolgte durch Uhrübertragung. Die Höhenmessungen wurden teils trigonometrisch, teils mit Barometer und Siedethermometer ausgeführt. Die Berechnungen der geographischen Ortsbestimmungen und der physikalischen Höhenmessungen wurden übernommen von Prof. Przybyllok und Dr. Walter in Königsberg***). Überraschend hoch ergab sich die Genauigkeit der Längenbestimmungen, was sowohl für die Beobachtungsschärfe Filchners, wie für die Güte des Hildebrandschen Reisetheodolits und der Uhren spricht.

*) Venske: Eine Ergänzung zum Tesdorpf'schen Reisetheodolit. Bericht über die Tätigkeit des Preuß. Meteorol. Inst. 1920—1923. Berlin 1924.

**) Filchner: Om mani padme hum. Leipzig, Brockhaus, 1929.

***) Przybyllok und Walter: Dr. Filchners geographische Ortsbestimmungen und Höhenmessungen in Zentralasien. Schriften der Königsberger Gelehrten Gesellschaft, naturw. Kl., VI. Jahrg., Heft 8. Halle 1929.

Filchner hat, einer Anregung Prof. B. Weinberg folgend*), bei zwölf Stationen auch auf zwei Nebenpunkten gemessen, ungefähr 300 m vom Hauptpunkt entfernt und von diesem gesehen in 60^0 Azimutunterschied, um zu prüfen, ob der Hauptpunkt etwa in einem magnetisch gestörten Gebiete liege. An zwei Stationen, am 9. März und 18. Mai 1926, hat Filchner fortlaufend vom Morgen bis zum Abend magnetisch beobachtet und beim Winteraufenthalt in Lussar hat er vom 9. November 1926 bis 2. März 1927 an 31 Tagen kürzere und längere, teilweise bis zu 10 Stunden reichende Messungsreihen ausgeführt. Wenn auch die Messungsdauer und -Genauigkeit nicht ausreicht, um die tägliche Variation, besonders die in H und I, genau zu bestimmen, so gewähren diese Untersuchungen doch einen Überblick auf den allgemeinen Verlauf der täglichen Schwankungen der magnetischen Elemente; vor allem lassen sie erkennen, daß bei der auf dieser Reise möglichen Beobachtungsgenauigkeit die Variationen außer Berechnung bleiben können, da sie meist kleiner sind als die mittleren Beobachtungsfehler. Da indessen für alle Beobachtungen die Zeit angegeben ist, so können die Variationen nach den Registrierungen auf benachbarten Observatorien jederzeit an den Tabellenwerten angebracht werden. Das gleiche gilt für die Säkularvariation, die auch nicht groß ist; nach den Messungen auf den magnetischen Warten in Dehra Dun und Zouy, die das Reisegebiet einschließen, beträgt die jährliche Änderung zurzeit in östl. D $-4'$, in H $+1\gamma$, in I $+3'$. Für praktische Zwecke können die unreduzierten Tabellenwerte der drei magnetischen Elemente als für den Anfang des Jahres 1927 geltend angenommen werden.

Filchner hat auf mehreren Stationen beobachtet, an denen schon früher von anderer Seite gemessen worden ist; hier können Werte der Säkularvariation gewonnen werden. Wichtiger aber ist, daß Filchner von jeder seiner Stationen eine Ortsskizze angefertigt hat, nach der die Meßpunkte später wiedergefunden und zur Ermittlung der Säkularvariation benutzt werden können: er wird diese Skizzen zusammen mit seinen anderen kartographischen Aufnahmen in Petermanns Mitteilungen veröffentlichen.

Prof. Venske hat aus Wiederholungsmessungen und Vergleichen die Genauigkeit der Einzelmessungen untersucht. Bei der Deklination ist der Fehler des magnetischen Teils der Messung sowohl bei Pinnen- wie bei Fadenaufhängung gering und höchstens $1'$. Der Fehler des Azimuts ist aber auf $5'$ anzusetzen, so daß sich der mittlere Fehler eines Deklinationswertes zu $6'$ ergibt. Der mittlere Fehler einer Bestimmung der Horizontalintensität, aus den Messungen beider Magnete abgeleitet, ist 15γ . Die vielen Inklinationmessungen in Lussar ergeben für einen I-Wert den mittleren Fehler $4'$, also für die Inklinationsbestimmung ebenfalls eine ausreichende Genauigkeit, auch unter Beachtung, daß die Messungsschärfe auf dem besonders beschwerlichen südlichen Teil der Tibetreise merklich geringer ist. Die Filchnerschen Werte zu Anfang in Taschkent und am Schlusse in Dehra Dun stimmen mit denen der dortigen Observatorien überein.

*) B. Weinberg: On the accumulation of data on local magnetic disturbances and on the methodology of their reduction. Terr. Magn. 1926.

Lokale Störungen sind nur bei wenigen Stationen angedeutet und nicht groß. Es scheint, daß Tibet weniger gestört ist als China, und daß in Tibet das magnetit-arme Oberflächengestein bis weit in die Tiefe reicht. Dies steht im Einklang mit den Ergebnissen der Schweremessungen.

Die D-Werte ändern sich auf der Nordlinie der Reise bei 80 bis 130° Länge von 6° östl. auf 1° westl., sie gehen auf der Südlinie wieder auf 1.5° östl. bei 80° Länge; die Agone geht etwa bei 100° Länge durch.

Vergleicht man die von Filchner beobachteten Werte, mit den aus magnetischen Karten entnommenen, so findet man in der von der englischen Admiralität für 1927 herausgegebenen Mißweisungskarte*) für die östliche Deklination im Nordzweig bei 41° Breite und 80° Länge einen um 1° kleineren Wert, von 93° bis 101° Länge etwas größere Werte als die Filchnerschen, bei 103° Übereinstimmung; auf dem Südzweig sind die Kartenwerte im allgemeinen um 0.5° größer, als die von Filchner gemessenen. Soweit die in kleinem Maßstab entworfenen, von der deutschen Marineleitung veröffentlichten Karten**) einen Vergleich ermöglichen, zeigt sich in H Übereinstimmung, während die Kartenwerte in I etwas kleiner sind, wobei aber zu beachten ist, daß nach Angabe des Bearbeiters die Filchnerschen I-Werte wegen des Verhaltens der Weicheisenstäbe auf der Reise ein wenig zu hoch sind; bei dem kleinen Maßstab bedingen aber die Filchnerschen Messungen keine merkliche Verschiebung der Isoklinen in dieser Karte.

Die lückenlose Durchführung zuverlässiger magnetischer Messungen in diesem unwirtlichen und schwer zugänglichen Gebiet Zentralasiens war nur dadurch möglich, daß Filchner sich auf geophysikalische Forschungen und ihre Hilfsbeobachtungen beschränkt hat und auch kartographische Aufnahmen nur insoweit ausgeführt hat, als es ohne Beeinträchtigung der ersteren möglich war. Diese Beschränkung ist dem Forscher als Verdienst anzurechnen; denn die Ausdehnung auf weitere Gebiete hätte unfehlbar eine Minderung des Wertes der Ergebnisse mit sich gebracht. Nur bei zwei längeren Aufenthalten, im Winter 1926/27 in Lussar-Kumbum und unfreiwillig im Herbst 1927 in der Gegend von Nga-tschu-ka, hat Filchner auch ethnographische und religionsgeschichtliche Studien betrieben.

Die durch inniges Zusammenarbeiten des Forschers Filchner mit dem Erdmagnetiker Venske bisher gewonnenen Ergebnisse sind eine wesentliche Bereicherung der Wissenschaft in Hinsicht auf die Feststellung des magnetischen Erdfeldes und haben auch praktische Bedeutung. Da Dr. Filchner die Absicht hat, seine magnetischen Arbeiten in Zentralasien fortzusetzen, sobald es seine Gesundheit erlaubt und die politische Lage in Asien es zuläßt, dürfen wir auf weitere wichtige Aufschlüsse durch ihn hoffen.

*) Curves of equal Magnetic Variation 1927.

**) Linien gleicher Horizontalintensität und gleicher Inklination für 1920.

Schwäbisch-Gmünd, Mai 1931.

Zur Frage des neuen Hagenschen Beweises für die Drehung der Erde

Von V. S. Vrkljan in Zagreb — (Mit 1 Abbildung)

Die Meinung von R. Grammel und J. Stein über den neuen Hagenschen Beweis für die tägliche Drehung der Erde wird durch theoretische Ableitungen bekräftigt.

In den Naturwissenschaften wurde unlängst eine Abhandlung von J. G. Hagen*) nach seinem Tode veröffentlicht, in der die Meinung ausgesprochen wurde, daß es sich beim Foucaultschen Pendelversuch um zwei unabhängige Beweise der Erddrehung handelt. Der zweite Beweis besteht in der ovalförmigen Spirale Vivianis gegen Ende des Versuchs, wobei die Bewegung der Pendelkugel in dieser Spirale auf der nördlichen Halbkugel der Erde immer linksläufig, auf der südlichen Halbkugel dagegen immer rechtsläufig stattfinden soll.

Um die Entstehung dieser Spirale zu erklären, geht J. G. Hagen von der schon früher bekannten Tatsache aus, daß das Foucaultsche Pendel im Inertialsystem beim Loslassen eine Tangentialgeschwindigkeit besitzt, welche eine elliptische Bewegung der Horizontalprojektion hervorruft**). Nach der Meinung von J. G. Hagen entsteht die ovalförmige Spirale durch die Verkürzung der Amplitude des Pendels (der großen Achse der erwähnten Ellipse), weil bei dieser Verkürzung für die fortwährend sich ändernde elliptische Bewegung der Flächensatz beiläufig gelten soll.

Gegen diese Auffassung, daß nämlich der Vorgang der Vivianischen ovalförmigen Spirale durch die Anwendung des Flächensatzes zu erklären sei, haben sich R. Grammel und J. Stein***) geäußert. Der Zweck dieser Abhandlung ist, die letztgenannte Meinung durch theoretische Ableitungen zu bekräftigen.

Der Einfachheit halber nehmen wir an, daß sich die Pendelkugel in der Horizontalebene bewegt, was für sehr kleine Schwingungen zulässig ist†). In dieser Ebene denken wir uns ein mit der Erde fest verbundenes Koordinatensystem xy (x -Achse gegen Norden, y -Achse gegen Westen gerichtet) und ein Inertialsystem $\xi\eta$ (von dem die ξ - bzw. η -Achse zur Zeit $t = 0$ mit der x - bzw. y -Achse des irdischen Systems zusammenfällt) gelegt; es besteht dann bekanntlich eine Azimutaldrehung des irdischen Bezugssystems gegen das Inertialsystem mit der Winkelgeschwindigkeit $\omega = u \sin \psi$, wo u die Winkelgeschwindigkeit der täglichen Erdrotation und ψ die geographische Breite des Beobachtungsortes bedeutet.

*) J. G. Hagen: Die Naturwissensch. **18**, 805—807, 1930.

**) Vgl. z. B. R. Grammel: Die mechanischen Beweise für die Bewegung der Erde, S. 20, 1922.

***) J. Stein: Die Naturwissensch. **19**, 39, 1931.

†) Vgl. z. B. A. Berliner u. K. Scheel: Physikal. Handwörterbuch, S. 267, 1924.

Dann lauten die Differentialgleichungen der Bewegung im irdischen Bezugssystem xy (g bedeutet die Schwerkraftbeschleunigung, l die Länge des Pendels und δ die Dämpfungskonstante)

$$\left. \begin{aligned} \ddot{x} &= -\frac{g}{l}x - 2\delta\dot{x} + 2\omega\dot{y} + \omega^2x \\ \ddot{y} &= -\frac{g}{l}y - 2\delta\dot{y} - 2\omega\dot{x} + \omega^2y \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

während im Inertialsystem $\xi\eta$

$$\left. \begin{aligned} \ddot{\xi} &= -\frac{g}{l}\xi - 2\delta(\dot{\xi} + \eta\omega) \\ \ddot{\eta} &= -\frac{g}{l}\eta - 2\delta(\dot{\eta} - \xi\omega) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

gilt, wo die Kraftkomponenten $-2\delta\eta\omega$ und $2\delta\xi\omega$ von demjenigen Teil der Dämpfung hinzukommen, der im Inertialsystem von der Rotation der Luftmassen (die dem irdischen Bezugssystem gehören) herrührt (s. Fig. 1).

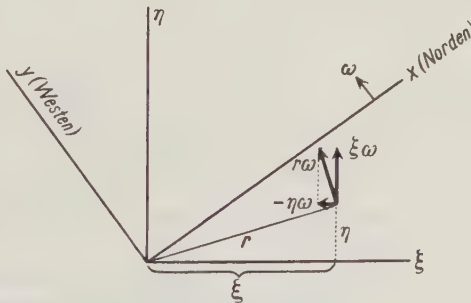


Fig. 1

Ganz analog wie im Falle ohne Dämpfung*) lassen sich beide Systeme der Gleichungen (1) bzw. (2) am einfachsten integrieren, wenn man die Koordinaten x und y bzw. ξ und η in eine komplexe Koordinate $x + iy$ bzw. $\xi + i\eta$ zusammenfaßt. Man erhält dann im irdischen Bezugssystem

$$\ddot{x} + i\ddot{y} = -\left(\frac{g}{l} - \omega^2\right)(x + iy) - 2(\delta + i\omega)(\dot{x} + i\dot{y}) \dots\dots (3)$$

und im Inertialsystem

$$\ddot{\xi} + i\ddot{\eta} = -\left(\frac{g}{l} - 2i\delta\omega\right)(\xi + i\eta) - 2\delta(\dot{\xi} + i\dot{\eta}) \dots\dots (4)$$

*) Vgl. z. B. A. Berliner u. K. Scheel: Physikal. Handwörterbuch, S. 268, 1924.

Es sind also die Integrale dieser Gleichungen zu finden unter den folgenden Anfangsbedingungen (d. h. für die Zeit $t = 0$):

$$\left. \begin{aligned} (x + i y)_0 &= x_0 \\ (\dot{x} + i \dot{y})_0 &= 0 \end{aligned} \right\} \text{ (im irdischen Bezugssystem) } \quad (5)$$

bzw.

$$\left. \begin{aligned} (\xi + i \eta)_0 &= x_0 \\ (\dot{\xi} + i \dot{\eta})_0 &= i x_0 \omega \end{aligned} \right\} \text{ (im Inertialsystem) } \dots (6)$$

Man erhält auf die bekannte Weise als charakteristische Gleichung von (8)

$$\varrho_{1,2} = -(\delta + i\omega) \pm i n \sqrt{1 - 2i \frac{\delta \omega}{n^2}}$$

und als solche von (4)

$$\sigma_{1,2} = -\delta \pm i n \sqrt{1 - 2i \frac{\delta \omega}{n^2}},$$

wo überall $\frac{g}{l} - \delta^2 = n^2$ gesetzt ist. Da aber

$$\frac{\delta \omega}{n^2} \ll 1^*)$$

ist, so wird annähernd

$$\varrho_{1,2} = -[\delta_{1,2} + i(\omega \mp n)] \quad (7)$$

bzw.

$$\sigma_{1,2} = -\delta_{1,2} \pm i n \quad \left\{ \delta_{1,2} = \delta \left(1 \mp \frac{\omega}{n} \right) \right\} \quad (8)$$

Das allgemeine Integral von (8) lautet also

$$x + i y = a_1 e^{\varrho_1 t} + a_2 e^{\varrho_2 t} \dots \dots \dots (9)$$

und von (4)

$$\xi + i \eta = b_1 e^{\sigma_1 t} + b_2 e^{\sigma_2 t} \dots \dots \dots (10)$$

wo a_1 , a_2 , b_1 und b_2 die Konstanten bedeuten, die erst auf Grund der Anfangsbedingungen (5) bzw. (6) zu ermitteln sind.

Durch Anwendung der Anfangsbedingungen (5) auf die allgemeine Lösung (9) ergibt sich

$$a_1 = -x_0 \frac{\varrho_2}{\varrho_1 - \varrho_2},$$

$$a_2 = x_0 \frac{\varrho_1}{\varrho_1 - \varrho_2}$$

*) $\omega = 5 \cdot 10^{-5}$ für $\varphi = 45^\circ$ ($u = 7 \cdot 10^{-5}$), n ist der Größenordnung 10^6 oder 10^{-1} ; was die Größe von δ betrifft, vgl. den Text nach den Formeln (17).

und analog aus (10) und (6)

$$b_1 = -x_0 \frac{\sigma_2 - i\omega}{\sigma_1 - \sigma_2}$$

$$b_2 = x_0 \frac{\sigma_1 - i\omega}{\sigma_1 - \sigma_2}$$

Setzt man nun diese Werte für die Konstanten in die Gleichungen (9) und (10) ein, so erhält man mit Berücksichtigung von (7) bzw. (8)

$$x + iy = \frac{x_0}{\delta_2 - \delta_1 + 2in} \left\{ \begin{aligned} & [\delta_2 + i(\omega + n)] e^{-(\delta_1 - in)t} \\ & - [\delta_1 + i(\omega - n)] e^{-(\delta_2 + in)t} \end{aligned} \right\} e^{-i\omega t} \quad (11)$$

$$\xi + i\eta = \frac{x_0}{\delta_2 - \delta_1 + 2in} \left\{ \begin{aligned} & [\delta_2 + i(\omega + n)] e^{-(\delta_1 - in)t} \\ & - [\delta_1 + i(\omega - n)] e^{-(\delta_2 + in)t} \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Durch Vergleich der Gleichungen (11) und (12) ersieht man sofort, daß

$$x + iy = (\xi + i\eta) e^{-i\omega t} \quad (13)$$

ist, welche Formel als Evidenz auch zur Kontrolle der Richtigkeit unserer Lösungen dienen kann. Weiter bemerkt man, daß für $\delta = 0$ [was gemäß $\delta_{1,2} = \delta \left(1 \mp \frac{\omega}{n}\right)$ auch $\delta_1 = \delta_2 = 0$ bedeutet] die Lösungen (11) und (12) in die schon bekannten genäherten Lösungen des Foucaultschen Pendels ohne Dämpfung übergehen.

Wegen der Beziehung (13) werden wir uns weiter nur mit der Lösung (12) beschäftigen, die nach einigen Umrechnungen, wenn man dann wieder von der komplexen Gleichung zu den realen Gleichungen übergeht, ergibt

$$\left. \begin{aligned} \xi &= A \cos nt + C \sin nt \\ \eta &= B \sin nt + D \cos nt \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

wo

$$\left. \begin{aligned} A &= \frac{x_0}{4n^2 + (\delta_2 - \delta_1)^2} \{ [2n(\omega + n) + \delta_2(\delta_2 - \delta_1)] e^{-\delta_1 t} - [2n(\omega - n) + \delta_1(\delta_2 - \delta_1)] e^{-\delta_2 t} \} \\ C &= \frac{-x_0}{4n^2 + (\delta_2 - \delta_1)^2} \{ [(\delta_2 - \delta_1)(\omega + n) - 2n\delta_2] e^{-\delta_1 t} + [(\delta_2 - \delta_1)(\omega - n) - 2n\delta_1] e^{-\delta_2 t} \} \\ B &= \frac{x_0}{4n^2 + (\delta_2 - \delta_1)^2} \{ [2n(\omega + n) + \delta_2(\delta_2 - \delta_1)] e^{-\delta_1 t} + [2n(\omega - n) + \delta_1(\delta_2 - \delta_1)] e^{-\delta_2 t} \} \\ D &= \frac{x_0}{4n^2 + (\delta_2 - \delta_1)^2} \{ [(\delta_2 - \delta_1)(\omega + n) - 2n\delta_2] e^{-\delta_1 t} - [(\delta_2 - \delta_1)(\omega - n) - 2n\delta_1] e^{-\delta_2 t} \} \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

bedeutet. Man kann aber die Faktoren A , B , C und D unter Vernachlässigung der Glieder höherer Ordnung in den Nennern und in den eckigen Klammern annähernd berechnen; man erhält so:

$$\left. \begin{aligned} A &= \frac{x_0}{2} (e^{-\delta_1 t} + e^{-\delta_2 t}) \\ C &= \frac{\delta}{n} \cdot \frac{x_0}{2} (e^{-\delta_1 t} + e^{-\delta_2 t}) \\ B = B' + B'' &= \frac{x_0}{2} \left[(e^{-\delta_1 t} - e^{-\delta_2 t}) + \frac{\omega}{n} (e^{-\delta_1 t} + e^{-\delta_2 t}) \right] \\ D &= -\frac{\delta}{n} \cdot \frac{x_0}{2} (e^{-\delta_1 t} - e^{-\delta_2 t}) \end{aligned} \right\} \dots (16)$$

Man bemerkt sofort, daß $C = \frac{\delta}{n} A$ und $D = -\frac{\delta}{n} B'$ ist; deswegen kann man jetzt die Gleichungen (14) schreiben

$$\left. \begin{aligned} \xi &= A \left(\cos nt + \frac{\delta}{n} \sin nt \right) \\ \eta &= (B' + B'') \sin nt - \frac{\delta}{n} B' \cos nt \end{aligned} \right\} \dots (17)$$

Wir beschränken aber unsere Betrachtungen nur auf solche Fälle, in welchen δ sehr klein gegenüber n ist, was in der Praxis des Foucaultschen Pendels tatsächlich vorkommt; dann kann man in den letzten Gleichungen das Glied mit dem Faktor $\frac{\delta}{n}$ streichen, wodurch diese in die Gleichungen

$$\left. \begin{aligned} \xi &= A \cos nt \\ \eta &= B \sin nt \end{aligned} \right\} \dots (18)$$

übergehen.

Die Bewegung des Massenpunktes führt also eine Ellipse aus, deren große und kleine Halbachse sich fortwährend ändern, da A und B von t abhängen.

Der Flächeninhalt dieser (augenblicklichen) Ellipse ist zur Zeit t

$$AB\pi = \frac{x_0^2}{4} \left[(e^{-2\delta_1 t} - e^{-2\delta_2 t}) + \frac{\omega}{n} (e^{-\delta_1 t} + e^{-\delta_2 t})^2 \right] \pi \dots (19)$$

Aus dem Ausdruck für $AB\pi$ ist zu ersehen, daß von einer Konstanz der Flächenräume keine Rede sein kann; der Flächeninhalt der augenblicklichen Ellipse ist am größten zur Zeit $t=0$ (d. h. am Anfang des Versuchs), nämlich

$$A_0 B_0 \pi = x_0^2 \frac{\omega}{n} \pi,$$

und von diesem Zeitpunkt nimmt sie ab bis zu Null für $\lim t = \infty$. Das ersieht man am einfachsten, wenn man in dem Ausdruck für $AB\pi$ aus (19) den Wert $t + \tau$ statt t einsetzt; es ergibt sich, daß für jedes t ($\tau > 0$)

$$A_{t+\tau} B_{t+\tau} \pi < A_t B_t \pi$$

ist, daß also $AB\pi$ beständig abnimmt. Übrigens kann man auch leicht zeigen, daß die Funktion $AB\pi$ im Zeitintervall $t = 0 \rightarrow \infty$ weder ein Maximum noch ein Minimum besitzt.

Ebenso kann man sich leicht überzeugen, daß der Ausdruck für B gemäß (16) sein Maximum zur Zeit $t = 0$ besitzt und im Zeitintervall $t = 0 \rightarrow \infty$ monoton abnimmt.

Die Bewegung des Massenpunktes findet also im Inertialsystem in einer ellipsenförmigen Spirale statt, die sich aber von einer geraden Linie kaum unterscheidet. Deswegen kann eine etwaige Entstehung der Vivianischen Spirale keinesfalls durch die Anwendung des Flächensatzes erklärt werden. Nur die Richtung der Bewegung des Massenpunktes in der hier beschriebenen ellipsenförmigen Spirale stimmt mit der Richtung der Bewegung in der Vivianischen Spirale*). Das ruft den Verdacht hervor, daß man die Entstehung der Vivianischen Spirale eventuell durch das etwaige seitliche Mitschwingen des Aufhängepunktes als ein Resonanzphänomen erklären könnte. Diese Meinung scheint mir nicht ganz grundlos, weil ich bei einem Versuch anwesend war, bei welchem sonst die Foucaultsche Ablenkung ganz gut gelang, jedoch keine Spirale Vivianis bemerkt wurde. Es müssen deshalb wahrscheinlich besondere Umstände vorhanden sein, die die Entstehung der Spirale bevorzugen, die aber bis heute experimentell noch nicht festgestellt sind.

Die Einwände, welche hier gegen die vorliegenden Ableitungen in Betracht kommen, könnten die Annahme der linearen Dämpfung und die Annahme einer ebenen Schwingung treffen. Dem zweiten Einwand kann man entgegenhalten, daß auch bei dem sphärischen Pendel unter der Annahme einer linearen Dämpfung für die Horizontalprojektion der Bewegung ein ebensolches Gesetz der Abnahme der Flächengeschwindigkeit gültig ist, wie bei den ebenen gedämpften Schwingungen**). Denn die kinetische, die potentielle Energie und die Rayleighsche

Dissipationsfunktion $F = \frac{k}{2} (\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2)$ des sphärischen Pendels (Länge = l)

lauten, in räumlichen Polarkoordinaten r, φ, ϑ ausgedrückt,

$$E_{kin} = \frac{m}{2} l^2 (\dot{\vartheta}^2 + \sin^2 \vartheta \cdot \dot{\varphi}^2),$$

$$E_{pot} = m g l \cos \vartheta + \text{const}$$

und

$$F = \frac{k}{2} l^2 (\dot{\vartheta}^2 + \sin^2 \vartheta \cdot \dot{\varphi}^2),$$

*) J. G. Hagen: Die Naturwissensch. 18, 805—807, 1930.

**) Vgl. meine Abhandlung in der ZS. f. Phys. 67, 289—291, 1931.

wo m die Masse der Pendelkugel bedeutet. Das eben genannte Gesetz erhält man aus der erweiterten Lagrangschen Gleichung zweiter Art*)

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial E_{kin}}{\partial \dot{\varphi}} \right) - \frac{\partial E_{kin}}{\partial \varphi} = - \frac{\partial E_{pot}}{\partial \varphi} - \frac{\partial F'}{\partial \dot{\varphi}};$$

durch Einsetzen obiger Werte ergibt sich:

$$m \frac{d}{dt} (l^2 \sin^2 \vartheta \cdot \dot{\varphi}) = - k l^2 \sin^2 \vartheta \cdot \dot{\varphi}$$

und endlich durch beiderseitige Multiplikation mit dt und Integration von t_0 bis t

$$(l^2 \sin^2 \vartheta \cdot \dot{\varphi})_t = (l^2 \sin^2 \vartheta \cdot \dot{\varphi})_{t_0} - 2 \delta \int_{t_0}^t l^2 \sin^2 \vartheta \cdot \dot{\varphi} \cdot dt.$$

Hier ist, wie üblich, $\frac{k}{m} = 2 \delta$ gesetzt. Die Entstehung der Spirale Vivianis läßt sich also auch unter der Annahme eines sphärischen Pendels nicht durch Anwendung des Flächensatzes erklären.

*) Vgl. z. B. Enzyklopädie d. mathemat. Wissensch., Bd. IV, 1. S. 470. 1901—1908.
Zagreb, Februar 1931.

Autorenverzeichnis

- | | | |
|---|--|---|
| <p>Bentz, A. 1.
 Brockamp, B. 232, 295.</p> <p>Conrad, V. 134.
 Critikos, N. A. 22.</p> <p>Egedal, J. 191.</p> <p>Fisk, H. W. 74.
 Fleming, J. A. 74.
 Friedrichs, H. 349.</p> <p>Goldberg, J. 345.
 Grimm, H. 92.</p> <p>Haalck, H. 68, 95.
 Harang, L. 271, 324.
 Haussmann, K. 355.
 Hopfner, F. 91.
 Hummel, J. N. 175, 182, 258.</p> <p>Israël, H. 127.</p> | <p>Jung, H. 149.
 Jung, K. 6, 81, 92.</p> <p>Kohlschütter, A. 275, 336.
 Kohlschütter, E. 213.
 Kolderup, N. H. 225.
 Kolhörster, W. 199.
 Korte, W. 57.
 Krumbach, G. 225.</p> <p>Meissner, O. 193.
 Mögel, H. 207.
 Müller, F. 241.
 Müller, M. 248.</p> <p>Neumann, S. Navarro 26.</p> <p>v. d. Pahlen, E. 275, 336.
 Picht, Joh. 265.</p> | <p>Renqvist, H. 145.</p> <p>Sawicky, P. 318.
 Schmerwitz, G. 104.
 Schmidt, A. 134, 198.
 v. Schmidt, O. 37.
 Seidel, E. 117.
 Stern, W. 166.</p> <p>Tams, E. 34.</p> <p>Uller, K. 108.</p> <p>Vegard, L. 196.
 Vrkljan, V. S. 360.</p> <p>Wegener, A. (Nachruf) 213.
 Weinberg, K. 192.
 Wilip, J. 219.
 Witte, H. 137, 175.
 Wölcken, K. 267.</p> |
|---|--|---|

Sachverzeichnis

I. Physik des festen Erdkörpers

1. Bewegung und Aufbau der Erde, Schwere

- Drehwaagemessungen im Ries bei Nördlingen: I. A. Bentz: Geologische Einführung. S. 1. II. K. Jung: Die Messungen und ihre Ergebnisse. S. 6.
- H. Haalck: Zur Frage der Beschaffenheit des Erdinnern. S. 68.
- K. Jung: Über die Bestimmung der Geoid- und undulationen aus Schweremessungen. S. 81.
- F. Hopfner: Bemerkung zu der Arbeit „Über die Bestimmung der Geoidundulationen“ von Karl Jung. S. 91.
- K. Jung: Zu der vorstehenden Bemerkung des Herrn F. Hopfner. S. 92.
- H. Haalck: Ein statischer Schwerkraftmesser. Vorläufige Mitteilung. S. 95.
- G. Schmerwitz: Erhöhung der Empfindlichkeit der Hebelwaage durch ein Horizontalpendel. Erste Mitteilung. S. 104.
- H. Jung: Über isostatische Schwereanomalien. (Fortsetzung.) S. 149.
- P. Sawicky: Die Schwere und Geologie in Kaukasien. S. 318.
- V. S. Vrkljan: Zur Frage des neuen Hagenschen Beweises für die Drehung der Erde. S. 360.

2. Gezeiten, Deformationen, Seismik

- N. A. Critikos: Über die Ursachen der mikroseismischen Bodenunruhe von 4 bis 8 sec Periode in Athen. S. 22.
- S. Navarro Neumann: Un petit grain blanc, enregistré par des séismographes. S. 26.

E. Tams: Das große sibirische Meteor vom 30. Juni 1908 und die bei seinem Niedergang hervorgerufenen Erd- und Luftwellen. S. 34.

O. v. Schmidt: Theorie der 3-Schichten-Seismik. S. 37.

W. Korte: Beiträge zur experimentellen Seismik. S. 57.

K. Uller: Die wahre Kugelwelle. S. 108.

E. Seidl: Die Bedeutung technischer Bruchformen für die Ermittlung geophysikalischer Störungs-Bereiche, erläutert an der Zone des Roten Meeres. S. 117.

N. Neuenhagen: Seismik (seit 1922). S. 137.

H. Renqvist: Die Erdbeben Finnlands. S. 145.

O. Meissner: Über die tägliche und jährliche Periode der mikroseismischen Bewegung in Eskdalemuir und Kew. S. 193.

J. Wilip: Experimentelle Prüfung von Verspätungsfragen bei der galvanometrischen Registriermethode. S. 219.

N. H. Kolderup und G. Krumbach: Das Nordseebeben vom 24. Januar 1927. S. 225.

B. Brockamp: Seismische Untersuchungen auf dem Pasterzegletscher. II. S. 232.

B. Brockamp: Seismische Beobachtungen bei Steinbruchsprengungen. S. 295.

II. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde

Erdmagnetismus, Polarlicht, Luftelektrizität, Durchdringende Strahlung

J. A. Fleming and H. W. Fisk: On the distribution of permanent repeat-stations. S. 74.

H. Israël: Schwere Ionen der Atmosphäre. S. 127.

A. d. Schmidt: Über die stern tägige Schwankung des Erdmagnetismus. S. 184.

K. Weinberg: Beitrag zur Methodologie der Rekonstruktion der Deklinationsverteilung für ältere Zeiten. S. 192.

L. Vegard: Bemerkungen zu der Erwiderung von Störmer. S. 196.

A. Schmidt: Zur Frage der hypothetischen stern täglichen Variation. S. 198.

W. Kolhörster: Neuere Untersuchungen über Höhenstrahlung. S. 199.

H. Mögel: Über die Beziehungen zwischen Störungen des Kurzwellenempfanges und den erdmagnetischen Störungen. S. 207.

K. Wölkens: Messungen der Ultrastrahlung (durchdringende Höhenstrahlung) zwischen 57 und 67° nördl. Breite. Vorläufige Mitteilung. S. 267.

L. Harang: Über das Auftreten eines besonderen Nordlichtbogens am 26. Januar 1931. S. 271.

E. v. d. Pahlen und A. Kohlschütter: Untersuchungen über die Sonnenkorona. S. 275, 386.

L. Harang: Filteraufnahmen von Polarlicht. S. 324.

K. Haussmann: Dr. Filchner's erdmagnetische Beobachtungen in Zentralasien 1926 bis 1928. Bearbeitet von O. Venske. S. 355.

III. Physik der Atmosphäre

Dynamik der Atmosphäre,
Strahlungsvorgänge

H. Grimm: Beobachtungen über die Helligkeitsschwankungen des aschgrauen Mondlichtes. S. 92.

V. Conrad: Zum Vergleich von Sonnenscheinregistrierungen an Orten mit verschieden geformtem natürlichen Horizont. Vorläufige Mitteilung. S. 134.

J. Egedal: Über die Bestimmung der atmosphärischen Mondzeiten. S. 191.

J. Goldberg: Die Helligkeitsschwankungen des aschgrauen Mondlichtes. S. 345.

H. Friedrichs: Ein Strahlungskalender. S. 349.

IV. Angewandte Geophysik

(Gravimetrische und seismische Methoden
siehe I, 1 und 2)

Elektrische und radioaktive
Methoden

W. Stern: Über Größe und Tiefenwirkung der kapazitiven Beeinflussung eines Leiters durch eine Dishomogenität des Untergrundes. Ein registrierendes Meßgerät. S. 166.

J. N. Hummel: Theoretische Grundlagen für die Erforschung des Erdinnern mittels Gleichstrom. S. 182.

F. Müller: Beiträge zur Methode der Radioaktivitätsuntersuchungen in der angewandten Geophysik. S. 241.

M. Müller: Eine Apparatur zur Erzeugung und Messung niederfrequenter elektromagnetischer Wechselfelder. S. 248.

J. N. Hummel: Die Tiefenwirkung der Potentiallinien- und Rahmenmethoden bei geschichtetem Untergrund. S. 258.

Verschiedenes und Mitteilungen

J. N. Hummel und H. Witte: Die gleichzeitige Übertragung verschiedener Signalzeichen mit einem Einfachsender und -empfänger. S. 175.

Nachruf auf Alfred Wegener (von E. Kohlschütter). S. 213.

Joh. Picht: Über die Anordnung der Optik bei Lichtschreiber-Registrierapparaten. (Mitteilung aus der wissenschaftlichen Abteilung der Askania-Werke A.-G., Berlin-Friedenau.) S. 265.

Nachtrag. S. 144.

Berichtigungen. S. 144; 294.

Reinsche Ferienkurse in Jena, 3. bis 15. August 1931, Abteilung Naturwissenschaften. S. 293.

Literaturverzeichnis

S. I—XVI. Heft 1/2.

Geophysikalische Berichte

S. 1—32. Heft 1/2.

S. 33—84. Heft 3/4.

S. 85—148. Heft 5/6.

S. 149—252. Heft 7/8.

Ergänzungsblatt zum Mitgliederverzeichnis

Ehrenvorsitzender: E. WIECHERT. Göttingen †.

Ehrenmitglieder: Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. H. HERGESELL, Berlin NW, Siegmundshof 10.
Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. AD. SCHMIDT, Gotha, Lützowstraße 1.

- 17. BOCK, R. Dr., Niemegek (Kreis Zauch-Belzig), Observatorium.
- 40. Flugwetterwarte Köln a. Rh. ist aus der Gesellschaft ausgeschieden.
- 64. HAUBOLD, W. FR., Dr., Göttingen, Am weißen Stein 16^{III}.
- 108. LÜCKERATH, H., Dr., Hannover, Stephansplatz 13^{IV}.
- 138. ONO SUMINOSUKE, Prof. Dr., of the Tokyo Bunrika University. 82, Otsuka-Saka-shitamachi, Koishikawaku, Tokyo, Japan.
- 140. POLLAK, L. W., Dr., Prag II, Dittrichova 15.
- 144. PREY, A., Prof. Dr., Wien XVIII, Eckpergasse 39.
- 189. TEICHERT, C., Dr. Jetzige Anschrift: Königsberg Pr., Kurstraße 2.
- 217. STUBBE, G., Houston, Texas, U. S. A., 622 Marine Bank Building.

Literaturverzeichnis

Abkürzungen, die bei den Quellenangaben benutzt worden sind

Abb. = Abhandlungen.	Ges. = Gesellschaft.	Publ. = Publikationen, Publications, Publications.
Ann. = Annalen, Annals, Annales.	Int. = International.	QuJ. = Quarterly Journal.
Arch. = Archiv.	Inst. = Institut, Institution.	Rend. = Rendiconto.
Astr. = Astronomie, Astronomy oder astronomisch, astronomical, astronomique.	Instr. = Instrument.	Res. = Research.
Ass. = Association.	Instrk. = Instrumentenkunde.	Rev. (Riv.) = Review, Revue (Rivista).
Beitr. = Beitrag, Beiträge.	J. = Journal.	Repr. = Reprint.
Ber. = Bericht, Berichte.	Jb. = Jahrbuch.	SA. = Sonderabdruck.
Bol. = Bolletino, Boletim.	Komm. = Kommission.	Sc. = Science(s).
Bull. = Bulletin.	Labor. = Laboratorium, Laboratory.	Scient. = Scientific, Scientifique.
Coll. = College, Collegio.	Mag. = Magazin.	Soc. = Society, Société.
Comm. = Commission.	Magn. = Magnetismus.	Sternw. = Sternwarte.
Contr. = Contribution.	Med. = Mededeelingen, Meddelelser.	Surv. = Survey.
Counc. = Council.	Mem. (Mém.) = Memoiren, Mémoires.	Techn. = Technik.
CR. = Comptes Rendus.	Met. = Meteorologie.	T. H. = Technische Hochschule.
Diss. = Dissertation.	Mitt. = Mitteilungen.	Trans. = Transactions.
Dt. = Deutsch.	Nachr. = Nachrichten.	Univ. = Universität.
Earthqu. = Earthquake.	Nat. = National.	Verb. = Verhandlungen.
Encykl. = Encyklopädie.	Not. = Notices.	Veröff. = Veröffentlichungen.
Erdk. = Erdkunde.	Obs. = Observatorium, Observatory, Observatorio.	Wiss. = Wissenschaften.
Geod. = Geodäsie, Geodesy, Géodésie oder die betr. Adjektive.	Observ. = Observations.	Yb. = Yearbook.
Geoph. = Geophysik, Geophysics, Géophysique oder die betr. Adjektive.	Oss. = Osservatorio.	Z. = Zeitschrift.
	Proc. = Proceedings.	Ztg. = Zeitung.

I. Bewegung und Konstitution der Erde. Schwere

1. Rotation, Umlauf, Präzession, Nutation, Polschwankung, Zeitdienst, Uhren

- Bernheimer, W. E. und Planner, H.: Ergebnisse einer Längenbestimmung von drei österreichischen Stationen. Gerlands Beitr. **28**, 11—31, Heft 1/3, 1930.
- Witkowski, J.: Longitude determinations made at Poznań and Riga by the Polish Section of the Baltic Geodetic Committee August - November 1929. Acta Astronomica, Sér. b., Vol. 1, pg. 63—128, Cracovic 1930.

Gsöllpointner, K.: Poolbeweging. Jaarverslag van den Topografischen Dienst in Nederlandsch-Indië over 1929. 25. Jaargang. 100 - 115. Weltevreden 1930.

- Marrison, W. A.: The crystal clock. Washington Proc. **16**, 496—507, Nr. 7, 1930.
- Plassmann, J.: Bemerkungen über Uhrgänge und Zeitsignale. Ann. Hydr. **58**, 433—440, Heft 12, 1930.
- Smith, C. C.: Wireless time signals observed at Ottawa 1921—1926. Publ. of the Dominion Observatory Ottawa. XI, Nr. 1. 57 pg. Ottawa 1930.

2. Figur der Erde, Masse, Schwere, Isostasie

- Astronomisches Nivellement in Argentinien. Durch die Geod. Abt. d. Argentin. Militär-Geogr. Inst. Z. f. Vermessungswesen **59**, 193—199, Heft 6, 1930.
- Bonsdorff, J.: Measuring of seven base lines of the Baltic polygon. Balt. Geod. Comm. Spec. Publ. **1**. Helsinki 1930. 8°. 236 S.

- Bowie, W.: The scientific and practical value of triangulation. *J. Washington Acad.* **20**, 53—59, 1930.
- Bowie, W.: Notable progress in surveying instruments. *The Scientific Monthly* **29**, 402—406, 1929.
- Clauss, G.: Die Längenbestimmung einer neuen Grundlinie für das Bayerische Landesdreiecknetz im Jahre 1920/21. München, Ber. **1930**, S. 1—32, Heft 1.
- Hopfner, F.: Die Randwertaufgabe der Geodäsie. *Gerlands Beitr.* **27**, 312—325, Heft 3/4, 1930.
- Kobbe, S. von: Berechnung der Azimute auf dem Erdellipsoid. *Z. f. Vermessungswesen* **59**, 225—229, Heft 7, 1930.
- Kumugal, N.: On the shape and size of Japan arc. *Jap. J. of Astr. a. Geoph.* **8**, 1—28, Nr. 1, 1930.
- Rune, G. A.: Die Definition nebst Formeln der internationalen Erdmessungskonferenz 1912 betreffend „Nivellements von hoher Präzision“. *Z. f. Vermessungswesen* **59**, 633—642, Heft 18, 1930.
- Schmehl, H.: Berechnung der Azimute auf dem Erdellipsoid. *Z. f. Vermessungswesen* **59**, 765—768, Heft 21, 1930.
- Tauber, Fr.: Zusammenstellung einiger Grundbegriffe auf dem Geoid und ihre graphische Versinnlichung. *Z. f. Vermessungswesen* **59**, 293—309, Heft 9, 1930.
- Gulotta, B.: Sulla sviluppo rigoroso in serie di funzioni sferiche del potenziale esterno e della gravità superficiale di un pianeta sferoidico non di rotazione. *Rom Atti* (6) **11**, 1093—1095, fasc. 12, 1930.
- Haurwitz, B.: Über die Änderung der Schwere im Erdinnern. *Gerlands Beitr.* **28**, 126—128, Heft 1/3, 1930.
- Kohlschütter, E.: Die Invariabilität und Abstimmung von Minimumpendeln. *Z. f. Geoph.* **6**, 466—476, Heft 8, 1930.
- Longden, A. C.: Improved methods in gravity determinations. *Trans. Illinois State Acad. of Science* **22**, 339—348, 1930.
- Pesonen, U.: Relative Bestimmungen der Schwerkraft in Finnland in den Jahren 1926—1929. Veröff. d. finnischen Geod. Inst. Nr. 13. Helsinki 1930. 8°. 168 S. 1 Karte.
- Bowie, W.: The status and importance of isostasy. *Mining and Metallurgy* **11**, 93—95, Nr. 278, 1930.

3. Temperatur und Aggregatzustand der Erde, Geochemie.

- Bossolasco, M.: Sulla previsione della temperatura nell' interno delle montagne. *Gerlands Beitr., Ergänzungshefte* **1**, 149—155, Heft 2, 1930.
- Eitel, W.: Die Bedeutung der Silikatsynthese für die Geochemie. *Naturwiss.* **18**, 1019—1025, Heft 47—49, 1930.
- Goldschmidt, V. M.: Geochemische Verteilungsgesetze und kosmische Häufigkeit der Elemente. *Naturwiss.* **18**, 999—1013, Heft 47—49, 1930.
- Hahn, O.: Das Alter der Erde. *Naturwiss.* **18**, 1013—1019, Heft 47—49, 1930.

II. Veränderungen und Bewegungen an der Erdkruste und Seismik

1. Tektonik, Vulkanismus, Vereisung, Klimaschwankung

- Borchert, H.: Über die Bildung der ersten Erstarrungskruste der Erde. *Gerlands Beitr.* **28**, 32—54, Heft 1/3, 1930.
- Born, A.: Erdkrustenbewegungen. *Handbuch d. Geophys.* **3**, 349—441, Lieferung 1. Berlin, Gebr. Borntraeger, 1930.
- Closs, H.: Zur experimentellen Tektonik. Methodik und Beispiele. *Naturwiss.* **18**, 741—747, Heft 34, 1930.
- Gregory, J. W.: The structure of Asia. London, Methuen & Co., 1929 (Methuen's Geological Series). XI. 227 S.

- Imamura, A.: On the chronic and acute Earth-tiltings in the southern part of Sikoku. Jap. J. of Astr. a. Geoph. 8, 29—37, Nr. 1, 1930.
- Gutenberg, B.: Kräfte in der Erdkruste. Handbuch d. Geoph. 3, 1—31, Lieferung 1. Berlin, Gebr. Borntraeger, 1930.
- Gutenberg, B.: Geotektonische Hypothesen. Handbuch d. Geoph. 3, 442—547, Lieferung 1. Berlin, Gebr. Borntraeger, 1930.
- Haarmann, E.: Die Oszillations-Theorie. Eine Erklärung der Krustenbewegungen von Erde und Mond. Stuttgart (Ferd. Enke) 1930. 8°. 272 S.
- Hess, H.: Mechanische Wirkungen von Eis, Wasser und Wind auf die Erdkruste. Handbuch d. Geoph. 3, 548—570. Berlin, Gebr. Borntraeger, 1930.
- Tanner, V.: Études sur le système quaternaire dans les parties septentrionales de la Fennoscandie. IV. Sur les changements de niveau et les traits fondamentaux du développement géographique après l'époque glaciaire de la Finlande aux confins de l'océan glacial et sur l'homotaxie du quaternaire marin en Fennoscandie. Soc. Geogr. Fenniae, Fennia 53. Helsingfors 1930. 4°. 589 S.

- Arsandaux, H.: Sur l'éruption actuelle de la Montagne Pelée. CR. 191, 623—625, Nr. 15, 1930.
- Wolff, F. von: Plutonismus und Vulkanismus. Handbuch d. Geoph. 3, 32—348, Lieferung 1. Berlin, Gebr. Borntraeger, 1930.

- Baschin, O.: Die Westdrift Grönlands. Naturwiss. 18, 747—750, Heft 34, 1930.
- Geszti, J.: Die Entstehung der Kontinente. Gerlands Beitr. 27, 1—25, Heft 1, 1930.
- Lely, U. Ph.: Ein Experiment, das die Kräfte demonstriert, welche die Verschiebung der Kontinente verursachen können. Phys. Z. 31. 738—742, Nr. 15, 1930.
- Nölke, F.: Neue Wege in Erd- und Klimageschichte. Gerlands Beitr. 28, 228—234, Heft 1/3, 1930.

2. Elastische Deformationen, Seismizität, Seismik

- Banerji, S. K.: Microseisms associated with disturbed weather in the Indian Seas. Philosophical Trans. of the R. Society of London (A) 229, 287—328. A 677, 1930.
- Berlage jr., H. P.: Seismometer, Auswertung der Diagramme. Handbuch d. Geoph. 4, 299—526, Lieferung 2. Berlin, Gebr. Borntraeger, 1930.
- Berloty, B.: Sur la localisation des épicentres des tremblements de terre. CR. 191, 813—816, Nr. 19, 1930.
- Byerly, P.: The California earthquake of November 4, 1927. Bull. Seism. Soc. America 20, 53—66, Nr. 2, 1930.
- Cristóbal de Losada y Puga, Nuevas investigaciones relativas al efecto producido por el desplazamiento de los Continentes sobre la velocidad del movimiento de rotación de la Tierra. Madrid Rev. 25, 171—202, 1930.
- Davison, Ch.: On the 42-Minute period in the frequency of the aftershocks of earthquakes. Phil. Mag. 8, 801—812, Nr. 53, 1929.
- Day, A. L.: Progress in American seismology. Eastern Sect. Seism. Soc. America, Proc. of the 1930 Meeting, Washington, D. C. S. 65—71.
- Daly, R. A.: Nature of certain discontinuities in the Earth. Bull. Seism. Soc. America 20, 41—52, Nr. 2, 1930.
- Ferrar, H. T.: Murchison earthquake investigations. Bull. Seism. Soc. America 20, 92—94, Nr. 2, 1930.
- Gutmann, J.: Jährliche und tägliche Häufigkeitsschwankung der Beben in den Vereinigten Staaten. Gerlands Beitr. 28, 101—113, Heft 1/3, 1930.
- Hasegawa, M.: Die erste Bewegung bei einem Erdbeben. Gerlands Beitr. 27, 102—125, Heft 1, 1930.
- Heck, N. H.: Progress of seismological investigations in the United States July 1, 1927, to January 1, 1930. U. S. Coast and Geodetic Survey Spec. Publ. 167. Washington 1930. 8°. 14 S.
- Hodgson, E. A. and Doxee, W. W.: The Grand Banks earthquake, November 18, 1929. Eastern Sect. Seism. Soc. America, Proc. of the 1930 Meeting, Washington, D. C. S. 72—81.

- Hodgson, E. A.: Bibliography of seismology. January, February, March, 1930. Ottawa, Dominion Obs., Publ. **10**, 67—86, Nr. 5. Ottawa 1930.
- Hodgson, E. A.: Bibliography of seismology. April, May, June, 1930. Ottawa, Dominion Obs., Publ. **10**, 87—100, Nr. 6. Ottawa 1930.
- Inglada, V.: De la aproximación que da el cálculo de las coordenadas epicentrales. Madrid Rev. **25**, 90—94, 1930.
- Inglada, V.: Contribución al estudio del sismo sentido en Mentilla el 9 de julio de 1923. — Cálculo de las coordenadas focales y de la hora de la sacudida en el foco y en el epicentro. Madrid Rev. **25**, 32—89, 1930.
- Inouye, W. and Sugiyama, T.: On Earth-tiltings observed at Mt. Tukuba. Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. **8**, 346—363, Part 3, 1930. Japanisch; engl. Auszug.
- Joliat, J. S.: A table of travel times for near earthquakes. Eastern Sect. Seism. Soc. America, Proc. of the 1930 Meeting, Washington, D. C. S. 56—59.
- Isikawa, T.: Über die anormalen Erschütterungsgebiete der Erdbeben. Tokyo, Centr. Met. Obs., The Geoph. Mag. **3**, 95—100, Nr. 2, 1930.
- Keith, A.: The Grand Banks earthquake. Eastern Sect. Seism. Soc. America, Proc. of the 1930 Meeting, Washington, D. C., Suppl. S. 1—6.
- Landsberg, H.: Vergleich der Aufzeichnungen zweier Galitzinpendel mit verschiedener Eigenperiode. Gerlands Beitr. **27**, 326—359, Heft 3/4, 1930.
- Leet, L.: Some characteristics of Rayleigh-wave records on seismograms of distant earthquakes (Abstract). Eastern Sect. Seism. Soc. America, Proc. of the 1930 Meeting, Washington, D. C. S. 60.
- Lehmann, J.: The earthquake of 22 III, 1928. Gerlands Beitr. **28**, 151—164, Heft 1/3, 1930.
- Lynch, J.: Earthquake succession. (Abstract.) Eastern. Sect. Seism. America, Proc. of the 1930 Meeting, Washington, D. C. S. 72.
- Macelwane, J. B.: The South Pacific earthquake of June 26, 1924. Gerlands Beitr. **28**, 165—227, Heft 1/3, 1930.
- Macelwane, J. B.: The Mississippi Valley earthquake problem. Bull. Seism. Soc. America **20**, 95—98, Nr. 2, 1930.
- McAdie, A.: A serviceable scale for earthquake intensity. Eastern Sect. Seism. Soc. America, Proc. of the 1930 Meeting, Washington, D. C. S. 54—56.
- McComb, H. E.: A tilt-compensation seismometer. Eastern Sect. Seism. Soc. America, Proc. of the 1930 Meeting, Washington, D. C. S. 60—63.
- Patton, R. S.: Coordination of seismological investigation in the United States. Eastern Sect. Seism. Soc. America, Proc. of the 1930 Meeting, Washington, D. C. S. 51—54.
- Repetti, W. C.: Installation of new seismographs at the Manila Observatory. Eastern Sect. Seism. Soc. America, Proc. of the 1930 Meeting, Washington, D. C. S. 63—65.
- Rodés, L.: Période diurne et annuelle dans la distribution de 1944 tremblements de terre enregistrés par un même sismographe. Gerlands Beitr. **28**, 238—240, Heft 1/3, 1930.
- Rothé, E., Lacoste, J. et Roess, J.: Tremblements de terre en France en 1928 et 1929. CR. **191**, 336—337, Nr. 7, 1930.
- Rothé, E.: Les ondes séismiques et leur propagation. Mémorial des Sciences Physiques 12. Paris, Gauthier-Villars, 1930. 60 S.
- Sahlström, K. E.: Distribution of earthquakes in Northern Europe. Sveriges Geologiska Undersökning, Årsbok 1930.
- Scrase, F. J.: Two notes on the operation of Galitzin seismographs. London, Meteorol. Office, Geophysical Memoirs **5**, Nr. 49. London, H. M. Stationery Office, 1930.
- Sieberg, A.: Geologie der Erdbeben. Handbuch d. Geoph. **4**, 527—686, Lieferung 2. Berlin, Gebr. Borntraeger, 1930.
- Somville, O.: A propos d'une onde longue dans la première phase de quelques séismogrammes. Gerlands Beitr. **27**, 437—442, Heft 3/4, 1930.
- Speight, R.: The Buller earthquake. Bull. Seism. Soc. America **20**, 88—91, Nr. 2, 1930.
- Takayama, T.: On the relation between the sunspot number and the destructive earthquakes in Japan. Tokyo, Earthqu. Res. Inst. Bull. **8**, 364—374, Part 3, 1930. Japanisch; engl. Auszug.

- Tams, E.: Das Epizentrum des südatlantischen Großbebens vom 27. Juni 1929. *Z. f. Geoph.* **6**, 480—482, Heft 8, 1930.
- Tsuboi, Ch.: Investigation on the deformation of the Earth's crust in the Tango district connected with the Tango earthquake of 1927 (Part 2). *Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull.* **8**, 338—345, Part 3, 1930.
- Tsuboi, Ch.: Report on the activity of the Earthquake Research Institute, Tokyo Imperial University, in the former half of 1930 (Third Report). *Gerlands Beitr.* **28**, 355—362, Heft 1/3, 1930.
- Wadati, K.: Three kinds of earthquakes observed in Japan. *Proc. 4. Pac. Scient. Congress 1929*, 16 S.
- Wanner, E.: Geschwindigkeit der Phasen der Erdbebenwellen im Alpengebiet. *Vierteljahrsschrift der Naturforschenden Ges. Zürich* **75**, 195—210, 5 Tafeln, 1930.
- Wenner, Fr.: A proposed accelerometer for use in a seismic region. *Eastern Sect. Seism. Soc. America, Proc. of the 1930 Meeting*, Washington, D. C. S. 46—51.
- Wilip, J.: A galvanometrically registering vertical seismograph with temperature compensation. *Acta et Commentationes Universitatis Tartuensis (Dorpatensis)* **A. XX. 6**. Tartu 1930. 8°. 54 S.
- Wilip, J.: Über Temperaturkompensation bei Vertikalseismographen. *Sitzungsber. d. Naturforscher-Ges.* **35**, 147—154. Tartu.
- Brown, Ch. W.: Engineering seismology in Japan. With notes and comments by R. R. Martel. *Eastern Sect. Seism. Soc. America, Proc. of the 1930 Meeting*, Washington, D. C. S. 8—25.
- Freeman, J. R.: Engineering data needed on earthquake motion for use in the design of earthquake-resisting structures. *Bull. Seism. Soc. America* **20**, 67—87, Nr. 2, 1930.
- Freeman, J. R.: Engineering data needed on earthquake motion for use in the design of earthquake-resisting structures. *Eastern Sect. Seism. Soc. America, Proc. of the 1930 Meeting*, Washington, D. C. S. 25—42.
- Heck, N. H.: The earthquake, a joint problem of the seismologist and engineer. *Eastern Sect. Seism. Soc. America, Proc. of the 1930 Meeting*, Washington, D. C. S. 42—46.
- Suyehiro, K. and Sato, K.: On a dynamical model for investigating the collapse of wooden houses in an earthquake. *Tokyo Proc.* **6**, 289—292, Nr. 7, 1930.
- Timoshenko, S.: *Vibration problems in Engineering*. New York, D. van Nostrand Co, 1928. VI, 351 S.

III. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde. Polarlicht

1. Das innere Magnetfeld

- Abetti, G. e Alessio, A.: *Geofisica, gravità e magnetismo Relazione scientifica della spedizione Italiana de Filippi, nell' Himalaia, Caracorum e Turchestan Cinese, 1913—1914. Serie 1, vol. 2.* Bologna, Nicola Zanichelli. 1929. 222 S.
- Bock, A.: Theorie einer neuen galvanischen Waage. *Z. f. Geoph.* **6**, 251—253, Nr. 4/7, 1930.
- McComb, A. E.: Some recent instrumental investigations in terrestrial magnetism and seismology. *J. Acad. S., Washington*, **20**, 149—151, Nr. 8, 1930.
- McFarland, W. N.: Construction of magnetic chart. *Terr. Mag.* **35**, 73—81, Nr. 2, 1930.
- Fanselan, G.: Was sagen uns die Parameter eines Magneten? *Z. f. Geoph.* **6**, 258—263, Nr. 4/7, 1930.
- Gernet, A.: Die endgültigen Ergebnisse der magnetischen Messungen in See der Jahre 1925 und 1926. *Tallinn, Veröffentl. Topo-hydr. Abt. d. Estnischen Armeestabes*, Nr. 9, 1930.
- Gernet, A. v.: Die Ergebnisse der magnetischen Messungen in der Ostsee in den Jahren 1924 bis 1929. *Z. f. Geoph.* **6**, 216—221, Nr. 4/7, 1930.
- Grenet, G.: Sur les propriétés magnétiques des roches. *Ann. de Phys.* **13**, 263—348, Nr. 3, 1930.

- Haussmann, K.: Messungen im Luftschiff. *Z. f. Geoph.* **6**, 253--255, Nr. 4/7, 1930.
- Hazard, D. L.: Directions for magnetic measurements 3. ed. U. S. Coast and Geodetic survey Nr. 166. Washington 1930.
- Koenigsberger, J. G.: Über die magnetische Eigenschaft von Gesteinen. *Terr. Mag.* **35**, 145--149, Nr. 8, 1930.
- Koenigsberger, J.: Größenverhältnis von remanentem zu induziertem Magnetismus in Gesteinen, Größe und Richtung des remanenten Magnetismus. *Z. f. Geoph.* **6**, 190--207, Nr. 4/7, 1930.
- Magnetic declination in Delaware, Maryland, Virginia, West-Virginia, Kentucky and Tennessee. Coast and Geodetic Survey, Ser. Nr. 457. Washington 1928. 80, 112 S.
- Nippoldt, A.: Das neue Observatorium in Niemeck. *Terr. Mag.* **35**, 179, Nr. 3, 1930.
- Olsen, J.: Communication de l'Observatoire magnétique à Godhavn. *Terr. Mag.* **35**, 89--92, Nr. 2, 1930.
- Palazzo, L.: Einige Bemerkungen über erdmagnetische Messungen, welche in Feodosia ausgeführt wurden. *Z. f. Geoph.* **6**, 225--228, Nr. 4/7, 1930.
- Palazzo, L.: Misure magnetiche in Oltregiuba e Somalia nel 1926. *Memorie del R. Uff. Centr. di Meteorol. e Geofis. Ser. III, Vol. II.* Rom 1930. 63 S.
- Popoff, K.: Erdmagnetische Messungen in Bulgarien, Mazedonien, Thrazien und in der Dobrudja. *Z. f. Geoph.* **6**, 221--225, Nr. 4/7, 1930.
- Reich, H.: Über eine magnetische Anomalie am Lebasee in Ostpommern. *Z. f. Geoph.* **6**, 207--216, Nr. 4/7, 1930.
- Schuh, F.: Die geologische Bedeutung der Schaffung einer Isanomalenkarte der magnetischen Vertikalintensität von Deutschland. *Z. f. Geoph.* **6**, 235--248, Nr. 4/7, 1930.
- Litnoff: The magnetic section of the Sverdlosk Observatory in „Wyssokaja Dubrowa“. *Terr. Mag.* **35**, 113, Nr. 2, 1930.
- Smith, F. E.: Theories of terrestrial magnetism. *Nature* **126**, 402--406, Nr. 3176, 1930.
- Soule, F. M.: Earth-inductor measurements aboard the Carnegie. Cruise VII. *Terr. Mag.* **35**, 103--111, Nr. 2, 1930.
- Uljanin, W.: Ein Universal-Induktionsmagnetometer. *Z. f. Geoph.* **6**, 435--442, Nr. 4/7, 1930.
- Venske, O.: Die innere Genauigkeit von Inklinationsmessungen mit dem Erdinduktor. *Z. f. Geoph.* **6**, 248--251, Nr. 4/7, 1930.
- Weinberg, B.: A preliminary list of antarctic and supplementary list of arctic magnetic determinations. *Terr. Mag.* **35**, 84, Nr. 2, 1930.

2. Das äußere Magnetfeld

- Burmeister, F.: Die Säkularvariation in der Rheinpfalz in den Jahren 1850 bis 1928. *Z. f. Geoph.* **6**, 186--190, Nr. 4/7, 1930.
- Chapman, S.: A new theory of magnetic storms. *Nature* **126**, 129, Nr. 3169, 1930.
- Chapman, S.: A note on two apparent large temporary local magnetic disturbances possibly connected with earthquakes. *Terr. Mag.* **35**, 81--85, Nr. 2, 1930.
- Chapman, S.: On solar ultraviolet radiation as the cause of aurorae and magnetic storms. (London) *Monthl. Not. Q. Astr. Soc., Geoph. Sup.* **2**, 296--300, Nr. 6, 1930.
- La Cour, D.: La balance de Godhavn. Balance magnétique à l'aimant monade dans l'air raréfié. Copenhague, *Inst. Mét., Comm. Mag.* Nr. 8, 1930.
- La Cour, D.: Une modification de l'enregistreur à marche rapide et à petite consommation de papier de Ad. Schmidt pour l'application aux stations de l'Année Polaire 1932--1933. *Z. f. Geoph.* **6**, 255--258, Nr. 4/7, 1930.
- Der magnetische Charakter des Jahres 1929. *Met. Z.* **47**, 273, Nr. 7, 1930.
- Dijk, G. van: The magnetic character of the year 1929. *Terr. Mag.* **35**, 178, Nr. 3, 1930.
- Egedal, J.: Über die Herleitung des Potentials des täglichen erdmagnetischen Variationsfeldes. *Z. f. Geoph.* **6**, 263--265, Nr. 4/7, 1930.
- McFarland, W. N.: Early declination-observations, Kamchatka to Bering Strait. *Terr. Mag.* **35**, 161--165, Nr. 3, 1930.

- Fleming, J. A.: Latest annual values of the magnetic elements at observatories. *Terr. Mag.* **35**, 165—178, Nr. 3, 1930.
- Gehlinsch, E.: Forschungsmethoden über den Zusammenhang zwischen Sonnenfleckentätigkeit und den erdmagnetischen Störungen. *Z. f. Geoph.* **6**, 271—285, Nr. 4/7, 1930.
- Gunn, R.: Earth-movements and terrestrial magnetic variations. *Terr. Mag.* **35**, 151—157, Nr. 3, 1930.
- Hulburt, E. O.: Ultraviolet light theory of aurorae and magnetic storms. *Phys. Rev.* **35**, 240; **36**, 1560—1570, Nr. 10, 1930.
- Johnston, H. F.: Preliminary values of the annual changes of the magnetic elements in the Pacific ocean as determined from the Carnegie results, 1909—1929 and the Galilee result, 1905—1908. *Terr. Mag.* **35**, 157—161, Nr. 3, 1930.
- Kalinowski, S.: Résultats des observations magnétiques à Swider (Pologne) 1921—1929. A. Déclinaison. (Travaux de l'Obs. Magn. à Swider.) Warschau 1930. 4°. X. 117 S.
- Keränen, J.: Über den Vektor der magnetischen Störungen im aperiodischen Verlauf. *Z. f. Geoph.* **6**, 265—271, Nr. 4/7, 1930.
- Lee, W.: A new relation between atmospheric electricity and terrestrial magnetism. Air Ministry, Meteor. Off., Prof. Notes Nr. 58. London, H. M. Stat. Office, 1930.
- Moidrey, J. de: Mesures magnétiques pendant l'éclipse de soleil du 29 avril 1930 à Lu-kia-pang. *Terr. Mag.* **35**, 179, Nr. 3, 1930.
- Nippoldt, A.: Variation séculaire du magnétisme terrestre. *Topo-Hydrograafia Aastaraamat* Nr. 9, 1928/29, S. 65. Tallinas 1930.
- The scientific results Norweg. Arctic exped. in the Gjøa 1903—1906 under the conduct of Roald Amundsen. Part III. *Terr. Mag.-Photograms*. Oslo, Gröndal u. Sons, 1930. 191 S.
- Wallis, W. F.: A comparison of magnetic disturbances at different stations. *Terr. Mag.* **35**, 93—103, Nr. 2, 1930.

3. Polarlicht

- Frerichs, R. and Campbell, J. S.: Transverse Zeeman Effect of the green auroral line: an experimental proof of the existence of quadrupole radiation. *Phys. Rev.* **36**, 1460—1468, Nr. 9, 1930.
- Lee, A. W.: Auroral observations at Lerwik Observatory 1924—1929. (Met. Office, Profess. Notes Nr. 56, 16th number of Vol. IV.) London 1930. 11 S.
- Rudolph, H.: Über die von L. Vegard angenommene Stickstoffhülle der Erde. *Gerlands Beitr.* **27**, 378—381, Nr. 3/4, 1930.
- Störmer, C.: Kurze Erwiderung auf Vegards Bemerkungen über sonnenbelichtete Nordlichtstrahlen. *Z. f. Geoph.* **6**, 463—466, Nr. 8, 1930.
- Störmer, C.: Wie tief dringen Polarlichter in die Erdatmosphäre vor? *Z. f. Geoph.* **6**, 334—341, Nr. 4/7, 1930.

4. Erdströme, Luftelektrizität, durchdringende Strahlung

- Gish, O. H.: Note on earth current storm July 31—Aug. 1, 1929. *Terr. Mag.* **35**, 92, Nr. 2, 1930.
- Noto, H.: Some on the earth current. I. Japan *J. Astr. Geoph.* **7**, 103—124, Nr. 3, 1930.
- Rooney, W. J. and Gish, O. H.: Earth-resistivity survey at Huancayo, Peru. *Terr. Mag.* **35**, 61—73, Nr. 2, 1930.
- Jensen, J. C.: Further studies on the electrical fields of thunderclouds. *Bull. Amer. Met. Soc. (Worcester Mass.)* **11**, 94—95, Nr. 4, 1930.
- Israel, H.: Untersuchungen über schwere Ionen in der Atmosphäre. *Gerlands Beitr.* **26**, 283—313, Nr. 3, 1930.
- Kähler, K.: Messungen der Anzahl der atmosphärischen Elektrizitätsträger bei Niederschlägen. *Gerlands Beitr.* **27**, 226—240, Nr. 2, 1930.
- Kosmath, H.: Ein verbessertes Verfahren zur Bestimmung des Gehaltes der Freiluft an Radiumemanation. *Gerlands Beitr.* **27**, 42—46, Nr. 1, 1930.

- Mathias, O.: Über den Kleinionengehalt der Luft auf Helgoland und seine Abhängigkeit von meteorologischen Faktoren. *Gerlands Beitr.* **27**, 360—377, Nr. 3/4, 1930.
- Luhr, O. and Bradburry, N. E.: Mobility of aged ions in air. *Phys. Rev.* **36**, 1394—1398, Nr. 8, 1930.
- Skey, H. F.: Preliminary report on atmospheric potential gradient observations at Christchurch, New-Zealand, 1928—1929. *Terr. Mag.* **35**, 133—137, Nr. 3, 1930.
- Telang, A. V. R.: The influence of rain on the atmospheric-electric field. *Terr. Mag.* **35**, 125—133, Nr. 3, 1930.
- Wait, G. R.: Diurnal variation of the atmospheric potential-gradient at Penalosa. Kansas. *Terr. Mag.* **35**, 137—145, Nr. 3, 1930.
- Wigand, A., Schubert, J. und Frankenberger, E.: Ein neues Verfahren der lufterlektrischen Raumladungsmessung. *Z. f. Geoph.* **6**, 458—463, Nr. 8, 1930.
- Corlin, A.: Messungen der Höhenstrahlungsintensität zwischen 50 und 70° nördlicher geographischer Breite. Vorläufige Mitteilung. *Ark. Mat., Uppsala*, **22B**, Nr. 2, 1930.
- Corlin, A.: Variations with sidereal time in the intensity of the cosmic ultra-radiation. *Nature* **126**, 57, Nr. 3167, 1930.
- Dorno, C.: Beitrag zur Erklärung des „Barometereffektes“ der Ultrastrahlung. *Gerlands Beitr.* **26**, 395—401, Nr. 4, 1930.
- Epstein, P. S.: Note on the Nature of cosmic rays. *Washington Proc. Nat. Ac. Sci.* **16**, 658—663, Nr. 10, 1930.
- Gurevič, M.: Über die rationelle Klassifikation der lichtstreuenden Medien. *Phys. Z.* **31**, 753—763, Nr. 16, 1930.
- Hess, V. F. und Reitz, A.: Zur Kapazitätsbestimmung von Strahlungsapparaten. *Phys. Z.* **31**, 284—288, Nr. 6, 1930.
- Kolhörster, W.: Bestimmung der Konstanten, insbesondere der Kapazität von Strahlungsapparaten. *Phys. Z.* **31**, 280—284, Nr. 6, 1930.
- Kolhörster, W.: Das Potsdamer Höhenstrahlungslaboratorium. *Berliner Ber. Pr. Akad. Wiss.* **1930**, S. 395, Nr. 20.
- Lindholm, F.: Registrierbeobachtungen der Hessschen Ultrastrahlung auf Muottas-Muraigl (2456). III. Mitt. *Gerlands Beitr.* **26**, 416—439, Nr. 4, 1930.
- Millikan, R. A.: Bemerkungen zur Geschichte der durchdringenden Strahlung. *Phys. Z.* **31**, 241—247, Nr. 6, 1930.
- Millikan, R. A. and Bowen, J. S.: The significance of recent cosmic ray experiments. *Washington, Proc. Nat. Ac. Sci.* **16**, 421—426, Nr. 6, 1930.
- Rossi, B.: Un metodo per lo studio della deviazione magnetica dei raggi penetranti. *Rom. Atti R. Ac. Linc., Anno 128*, **11**, fasc. 5, 1930.
- Schonland, B. F. J.: Thunder-storms and the penetrating radiation. *Proc. Roy. Soc. London (A)* **130**, 37—62, Nr. 812, 1930.
- Swann, W. F. G.: The variation of the residual ionization with pressure at different altitudes, and its relation to the cosmic radiation. *Philadelphia, Pa., J. Franklin Inst.* **209**, 151—200, Febr., 1930.

5. Radioaktivität

- Běhounek: Gamma rays of potassium. *Nature* **126**, 243, Nr. 3172, 1930.
- Holmes, A.: The period of „Actino-uranium“ and its bearing on the ages of radioactive minerals. *Nature* **126**, 348, Nr. 3175, 1930.
- Kolhörster, W.: Gammastrahlen an Kaliumsalzen. *Z. f. Geoph.* **6**, 341—358, Nr. 4/7, 1930.

6. Drahtlose Wellen in der Atmosphäre

- Appleton, E. V.: On some measurements of the equivalent height of the atmospheric ionised layer. *Proc. Roy. Soc. London (A)* **126**, 542—569, 1930.
- Fuchs, J. und Scholz, J.: Untersuchungen über lufterlektrische Phänomene und atmosphärische Störungen der Radiotelegraphie. *Gerlands Beitr.* **27**, 175—216, Nr. 2, 1930.

- Lugeon, J.: La nouvelle méthode de sondage électromagnétique vertical et quasis-horizontale de l'atmosphère. Arch. Sci. Phys., Genève, **11**, 239—259, 1929.
 Martyn, D. F.: Measurement of the Heaviside layer heights. Nature **126**, 568, Nr. 3180, 1930.

IV. Physik des Meeres

1. Instrumente und Methoden der Forschung

- Buch, R.: Über den Einfluß der Temperatur auf die *pH*-Bestimmung des Meerwassers. Helsingfors 1929.
 Elefving, G.: Zur Reduktion von Echolotungen. Helsingfors 1930.
 Marjutin, T. P.: Types of new current meters. Bull. de l'institut hydr. 26—27. Leningrad 1930.
 Parker, D. Trask: Sedimentation tube for mechanical analyses. Sc. **71**, 1930.
 Shalowitz, A. L.: Slope corrections for soundings. U. S. Department of Commerce. Spec. Publications Nr. 165. Washington 1930.
 Wattenberg, H.: Über die Bestimmung der Alkalinität des Meerwassers. Ann. Hydr. **58**, VIII.
 Wenner, F., Smith, E. H. and Soule, F. M.: Apparatus for the determination aboard ship of the salinity of seawater by the electric conductivity method. Int. Geod. Geoph. Union, Carnegie Institution, Washington 1930.

2. Berichte von Forschungsinstituten und Expeditionen: zur Geschichte der Wissenschaft

- Buen, Fernando de: Investigaciones realizadas en aguas Mediterraneas de marruegos antes de la campana del „Xauen“. Publ. del Inst. esp. de Ocean. Madrid 1930.
 Finley, J. H.: Fridtjof Nansen. The Geogr. Rev. **20**, Nr. 4, 1930.
 Fleming, I. A.: Oceanographic work done on the nonmagnetic ship „Carnegie“ during her seventh and last cruise. Int. geod. and geoph. Union, Carnegie Institution, Washington 1930.
 Klenova, M. V. and Obrutschew, Serg.: Die geologischen Untersuchungen des Wissenschaftlichen Meeresinstituts auf Nowaja Semlja. Im Jahre 1925—1927. Ber. d. Wiss. Meeresinstituts **4**, 4.
 Mawson, Douglas: The Antarctic Cruise of the „Discovery“ 1929—1930. The Geogr. Rev. **1930**, Nr. 4.
 Riiser-Larsen: The „Norvegia“ Antarctic Expedition of 1929/1930. The Geogr. Rev. **1930**, Nr. 4.
 De Snellius-expeditie (24. Febr.—1. Mai). Tijdschr. 2. R. **47**, 5, Leiden.
 Witting, R.: Havsforskningsinstitutets Värksamhet År 1928. Helsingfors 1929.
 Witting, R.: Havsforskningsinstitutets Värksamhet År 1929. Helsingfors 1930.

3. Quellenmaterial und Literaturberichte

- Fysrkeppsundersökning, Svenska hydrografiska Kommissionen. År 1929.
 Getijtafel voor het jaar 1931 voor Belawan Geul, Koetei-Rivier, Barito, Tjlatjap. Weltevreden 1930.
 Getijtafel voor Aroe-Baai voor het Jaar 1931. Weltevreden 1930.
 Granquist, G.: Croisière thalassologique et observations en bateaux routiers en 1929. Helsingfors 1930.
 Granquist, G.: Översikt ar isarna vintan 1929—30. Helsingfors 1930.
 Granquist, G.: Übersicht der Eisverhältnisse im Winter 1928/29 an den Küsten Finnlands. Helsingfors 1929.
 Granquist, G.: Regelmäßige Beobachtungen von Temperatur und Salzgehalt des Meeres. 1928—1929. Helsingfors 1930.
 List of oceanic depths. London 1930.
 Renqvist, H.: Wasserstandsangaben 1927. Helsingfors 1930.
 Annual Report of hydrographical observations and Oceanographical Charts, Nr. 2—3, 4, for the years 1927—28. Fusan 1930.

- The Science Results of the Norwegian Arctic Expedition in the *Gjøa*. 1903—1906 under the conduct of Roald Amundsen. Part III. Geofys. Publ. Vol. VIII.
- Stenij: Croisière thalassologique et observations en bateaux routiers en 1928. Helsingfors 1929.
- Stenij, S. E.: Wasserstandsangaben 1926. Helsingfors 1929.
- Temperatur- und Salzgehaltsbeobachtungen an der Oberfläche der Weltmeere 1914—1929. Archiv Seewarte 49, 2.
- Tidal observations 6, 1, Kobe 1930.

4. Bearbeitung von Beobachtung

- Klenova, M. V.: Geographisch-physikalische Beschreibung der Nowaya Guba. Ber. d. Wiss. Meeresinstituts 4, 4.
- Klenova, M. V.: Die Sandablagerungen der Tschesskaja Bai. Ber. d. Wiss. Meeresinstituts 4, 4.
- Parker, D. Trask: Mechanical Analyses of Sediments by Centrifuge. Econ. Geol. 25, 6, 1930.
- Renqvist, H.: Bathymetric Chart of the Bothnian Bay and the north Kvark. Helsingfors 1930.
- Sverdrup, H. U.: The origin of the Pacific Ocean as indicated by the oceanographic work of the „Carnegie“. Int. geod. and geophys. Union Carnegie Institution. Washington 1930.
- Tiedemann, B.: Über Wandern des Sandes am Küstensaum des Samlandes. Z. f. Bauwesen 1930, S. 8.
- Veen, J. van: De Fivel en hare versanding, onderzocht door P. M. te't Zandster Voorwerk, bewerkt uit nagelaten aantekningen. Tijdschr. 2. R. 17, 5, Leiden.
- Wrange, Werner: Das Wattenmeer zwischen Trischen und Friedrichskoog. Arch. d. Seewarte 49, 2.
- Böhnecke, G., Hentschel, E. und Wattenberg, H.: Über die hydrographischen, chemischen und biologischen Verhältnisse an der Meeresoberfläche zwischen Island und Grönland. Ann. Hydr. 1930, VII.
- Esteban, Frutos y gila: Variaciones salinas del agua de Mar de la Bahia de Palma de Mallorca, Notas y Resum. 2, 41, Madrid 1930.
- Hentschel, E. und Wattenberg, H.: Plankton und Phosphat in der Oberflächenschicht des Südatlantischen Ozeans. Ann. Hydr. 58, VIII.
- Lundqvist, G.: Drag ur Stockholmstraktens hydrografi. Stockholms Geografi. Stockholm 1930.
- Moberg, E. G., Seiwel, H. R., Graham, H. W. and Paul, J. H.: The phosphate content of the surface water in the Pacific as relatet to the circulation. Int. geod. and geophys. Union. Carnegie Institution. Washington 1930.
- Moberg, E. G. and Graham, H. W.: The distribution of oxygen in the Pacific as an index of the circulation of the water. Int. geod. and geophys. Union. Carnegie Institution. Washington 1930.
- Note on the oceanographical observations in the southern part of Japan Sea in the summer of 1928. J. of Oceanograph. 2, I, Kobe 1930.
- Novarro, Fr. de: Regimen de la Bahia de Palma de Mallorca en 1929. Not. y Res. 2, 42, Madrid 1930.
- Novarro, Fr. de: La salinidad del agua de la Bahia de Palma de Mallorca en 1929 y nuevos datos sobre densimetria del agua del mar. Not. y Res. 2, 44, Madrid 1930.
- Report on the ice-drift and freezing of sea-water at Nemuro. J. of Oceanograph. 2, I, Kobe 1930.
- Suda, K. and Seki, K.: Report in the mean surface temperatures of the neighbouring seas of Japan. J. of Oceanograph. 2, I, Kobe 1930.
- Suda, K., Hidaka, K., Matudaira, Y. and Takahata: The results of the oceanographical observations on board M. S. „Syunpu Maru“ in the southern part of the Japan Sea in the summer of 1928. J. of Oceanograph. 2, I, Kobe 1930.

- Sverdrup, H. U.: The deep-water of the Pacific according to the observations of the Carnegie. Int. geod. and geophys. Union. Carnegie Institution. Washington 1930.
- The temperatures and densities of the sea-water along the Japanese coast. J. of Oceanograph. 2, I, Kobe 1930.
- Carruther, J. N.: The water movements in the straits of Dover. J. du Cons. 5, 2.
- Fitton, Edith M.: Weekly succession of Gulf Stream temperatures in the Straits of Florida. Monthly Weather Rev. July 1930.
- Gurjanowa, E., Zachs, I., Uschakow, P.: The litoral tidal zone of West Murman Coast. Explorations des mers russes 2, Leningrad 1930.
- Lundbeck, Joh.: Vorläufiger Bericht über die Strömungsuntersuchungen mit Flaschenposten im Frischen Haff. Arbeiten aus d. Fischerei-Institut Königsberg Nr. 16, 1926.
- Tait, John B.: The surface water drift on the northern and middle areas of the North Sea and in the Faroe-Shetland Channel. Scient. Investig. 1930, 11, Edinburgh.
- Takaya, S.: On the seiches of the Osaka-wan. J. of Oceanograph. 2, I, Kobe 1930.

5. Systematische und theoretische Untersuchungen

- Derjugin, K. M.: Hydrologie und Biologie. Explorations des mers russes 2, Leningrad 1930.
- Hidaka, K.: The tidal harmonic constants at Sakai and Tobai. J. of Oceanograph. 2, Kobe 1930.
- Kändler, Rudolf: Untersuchungen über die Beziehungen zwischen Wasserstoffionenkonzentration, freier Kohlensäure und Alkalinität im Meerwasser. Int. Rev. d. ges. Hydrobiologie und Hydrogr. 1930.
- Kestner, Herbert: Die kritische Tiefe bei Meeresteilen und Binnenseen. Aus dem Archiv der Deutschen Seewarte 49, 2.
- Knipowitsch, N. M.: Hydrologie und Fischerei. Explorations des mers russes 2, Leningrad 1930.
- Markus, E.: Meerestypen. Met. Z. 47.
- Sloutchanovsky, A. S.: Petites oscillations d'un fluide visqueux incompressible entre deux spheres concentriques. Bull. de l'institut hydr. 26—27, Leningrad 1930.
- Tarassenko, S.: Über den Wärmeaustausch bei turbulenter Strömung einer Flüssigkeit oder eines Gases. Trav. de l'institut des chercheurs scientifique à l'université d'état. Woronesch 1930.
- Wiese, W.: Zur Kenntnis der Salze des Meerwassers. Ann. Hydr. 58, VIII.
- Wiese, W. J.: Die Bedeutung systematischer Untersuchungen des Barents Meeres für meteorologische Prognosen. Explorations des mers russes 2, Leningrad 1930.

V. Physik der Atmosphäre

1. Statik und Dynamik

- Angervo, J. M.: Über die Vorausberechnung der Wetterlage für mehrere Tage. Gerlands Beitr. 27, 258—311, Nr. 3/4, 1930.
- Angervo, J. M.: Einige aus der Luftdruckverteilung herleitbare Gesetzmäßigkeiten bei der Bewegung der Hoch- und Tiefdruckgebiete. Met. Z. 47, 354—365, Nr. 9, 1930.
- Bergeron, T.: Richtlinien einer dynamischen Klimatologie. Met. Z. 47, 246—263, Nr. 7, 1930.
- Bjerknes, J.: Practical examples of polar-front analysis over the British isles 1925/26. Air Ministry, Met. Off., Geoph. Mem. Nr. 50. London M. Stat. Office 1930.
- Chapman, S.: On the determination of the lunar atmospheric time. Z. f. Geoph. 6, 396—421, Nr. 4/7, 1930.
- Haude, W.: Monsunbeobachtungen am Südostrande der mongolischen Steppe im Juni und Juli 1927. Beitr. z. Phys. fr. Atm. 17, 22—39, Nr. 1, 1930.

- Haurwitz, B.: Zur Berechnung der oszillatorischen Luft- und Wetterströmungen. Gerlands Beitr. **27**, 26—35, Nr. 1, 1930.
- Höhdorf, F.: Zur Darstellung von Luftströmungen. Met. Z. **47**, 272—273, Nr. 7, 1930.
- Höhdorf, F.: Ergebnisse der Vermessung statisch ausgewogener Pilotballone an den Luvseiten einiger Berge der Rhön im August 1929. Beitr. z. Phys. fr. Atm. **17**, 69—85, Nr. 1, 1930.
- Koschmieder, H.: Beiträge zur meteorologischen Aerodynamik. II. Met. Z. **47**, 345—354, Nr. 9, 1930.
- Koschmieder, H.: Bemerkung zur Gebäudestörung des Druckfeldes. Met. Z. **47**, 317, Nr. 8, 1930.
- Letzmann, J. und Wegener, A.: Die Druckerniedrigung in Tromben. Met. Z. **47**, 320, Nr. 8, 1930.
- Ramanathan, K. R.: Atmospheric instability at Agra associated with a western disturbance. India Met. Dep. Scient. Notes **2**, 21—25, Nr. 13, Calcutta 1930.
- Refsdal, A.: Zur Theorie der Zyklonen. Met. Z. **47**, 294—305, Nr. 7, 1930.
- Schneider, L. R.: Greenland west-coast foehns: A discussion based on the foehns of January 1929. Month. Weath. Rev. **58**, 135—139, Nr. 4, 1930.
- Sobhag Mal: Forms of stratified clouds. Beitr. z. Phys. fr. Atm. **17**, 40—69, Nr. 1, 1930.

2. Strahlungsvorgänge, Zusammensetzung der Atmosphäre. Solarkonstante

- Ångström, A.: On the atmospheric transmission of sun radiation. II. Geografiska Ann. **1930**, S. 130—159, Heft 2.
- Ångström, A.: On the atmospheric transmission of sun radiation and on dust in the air. Geografiska Ann. **1929**, S. 156—166, Heft 2.
- Ashworth, J. R.: Ultra-violet light and atmospheric pollution. Nature **126**, 243, Nr. 3172, 1930.
- Albrecht, F. und Büttner, K.: Zur Theorie der Actinometer und Pyranometer II. Gerlands Beitr. **26**, 241—282, Nr. 3, 1930.
- Albrecht, F.: Der Wärmenumsatz durch die Wärmestrahlung des Wasserdampfes in der Atmosphäre. Z. f. Geoph. **6**, 421—435, Nr. 4/7, 1930.
- Barbaumoff, N. J.: Randeffekt des Kompensationspyrheliometers von Ångström. Geoph. Obs. Odessa 1930. 8^o. 36 S.
- Bartels, J.: Geophysikalischer Nachweis von Veränderungen der Sonnenstrahlung. (Ref.) Erg. d. exakten Naturwiss. **9**, 38—78. Berlin. J. Springer, 1930.
- Bender, M.: Über ein neues photochemisches Verfahren zur Messung der Ultraviolettstrahlung. Met. Z. **47**, 285—294, Nr. 8, 1930.
- Bower, S. M.: Weekly variation in the intensity of ultra violet waves of sunlight in a industrial town. Nature **126**, 59, Nr. 3167, 1930.
- O'Brien, B.: Energy distribution in the ultraviolet spectrum of skylight. Phys. Rev. **36**, 381, Nr. 2, 1930.
- Brunt, D.: Some phenomena connected with the transfer of heat by radiation and turbulence in the lower atmosphere. Proc. Roy. Soc. London (A) **130**, 98—104, Nr. 812, 1930.
- Chapman, S.: A theory of upper-atmospheric ozone. Mem. of R. Met. Soc. **3**, 103—125, Nr. 26, 1930.
- Einige Messungen der Sonnenstrahlung im Gebiet des südlichen Eismeeres. Met. Z. **47**, 319, Nr. 8, 1930.
- Fabry, Ch. et Buisson, H.: L'absorption des radiations dans la haute atmosphère. Memorial des sciences physiques, fasc. XI. Paris Gautier-Villars, 1930.
- Feussner, K. und Dubois, F.: Trübungsfaktor, precipitable water und Staub. Gerlands Beitr. **27**, 132—174, Nr. 2, 1930.
- Kaigorodoff, A.: Über die Wärmebilanz der Erde. Met. Z. **47**, 305—312, Nr. 7, 1930.
- Kalitin, N. N.: The measurements of the albedo of a snow cover. Month. Weath. Rev. **58**, 59—61, Nr. 2, 1930.

- Kimball, H. H.: Measurements of solar radiation intensity and determination of its depletion by the atmosphere. *Month. Weath. Rev.* **58**, 47—53, Nr. 2, 1930.
- Kimball, H. H. and Hand, J. F.: Reflectivity of different kinds of surfaces. *Month. Weath. Rev.* **58**, 280—282, Nr. 7, 1930.
- Lauscher, F.: Zur Definition des idealen Strahlungsfilters. *Gerlands Beitr.* **27**, 47—52, Nr. 1, 1930.
- Lauscher, F.: Über zweijährige Beobachtungen mit der Linkeschen Blauskala auf dem Sonnblick. *Met. Z.* **47**, 312, Nr. 8, 1930.
- Pacini, D.: Studio dell'albedo del suolo. *Memorie del R. Uff. die Met. e Geofis. Ser. III, Vol. II.* Rom 1930. 18 S.
- Sinjagin, A.: Über die Verteilung der atmosphärischen Polarisation. *Gerlands Beitr.* **27**, 382—425, Nr. 3/4, 1930.
- Smosarski, W.: Polarisationsgrad des Himmelslichtes und Lage des neutralen Punktes von Arago. *Gerlands Beitr.* **27**, 426—436, Nr. 3/4, 1930.
- Toperczer, M.: Strahlungsmessungen am Semmering. *Beitr. zum Klima von Kurorten und Wintersportplätzen in Österreich.* 5. Mitt. Wien 1929.

3. Akustik

- Elfving, G.: Zur Reduktion von Echolotungen. *Helsingfors, Havsforskningsinstitutet Skrift* Nr. 69. 1930. 8°. 11 S.
- Gutenberg, B.: Schallgeschwindigkeit und Temperatur in der Stratosphäre. *Gerlands Beitr.* **27**, 217—225, Nr. 2, 1930.
- Kühl, W.: Über die Form der Fernschallwelle. *Z. f. Geoph.* **6**, 358—361, Nr. 4/7, 1930.
- Maurer, H.: Über Verbesserung von Echolotungen wegen Bodenneigung. *Ann. Hydr.* **58**, 323—325, Heft 9, 1930.
- Sandmann, B.: Beiträge zur Schallfortpflanzung, im besonderen zur Schallbeugung und anormalen Schallfortpflanzung. *Gerlands Beitr.* **28**, 241—278, Heft 1/3, 1930.
- Sezawa, K. and Nishimura, G.: Dispersion of a shock in echoing-and dispersive-elastic bodies. *Tokyo, Earthqu. Res. Inst. Bull.* **8**, 321—336, Part 3, 1930.

VI. Angewandte Geophysik

- Ansel, E. A.: Das Impulsfeld der praktischen Seismik in graphischer Behandlung. *Gerlands Beitr., Ergänzungshefte* **1**, 117—136, Heft 2, 1930.
- Barsch, O. und Reich, H.: Ergebnisse seismischer Untersuchungen über den Schichtenbau von Norddeutschland. *Gerlands Beitr., Ergänzungshefte* **1**, 165—188, Heft 2, 1930.
- Belluigi, A.: Amplificatori geometrici di piccole deformazioni di linee di corrente in un suolo artificialmente elettrizzato. *Gerlands Beitr., Ergänzungshefte* **1**, 137—140, Heft 2, 1930.
- Belluigi, A.: Nuovi calcoli di influence gravimetriche di terreni superficiali e profondi. *Gerlands Beitr., Ergänzungshefte* **1**, 141—148, Heft 2, 1930.
- Belluigi, A.: Sulle caratteristiche fisiche della pianura marginale appenninica modenese. *Rom Atti* **11**, 769—772, fasc. 8, 1930.
- Belluigi, A.: Ancora sulle caratteristiche fisiche della pianura marginale appenninica modenese. *Rom Atti* (6) **12**, 112—114, fasc. 3—4, 1930.
- Boaga, G.: Sopra alcune formule per le correzioni topografiche nei rilievi eötvössiani. *Rom Atti* (6) **12**, 109—111, fasc. 3—4, 1930.
- Brockamp, B. und Mothes, H.: Seismische Untersuchungen auf dem Pasterze-gletscher. I. *Z. f. Geoph.* **6**, 482—500, Heft 8, 1930.
- Collingwood, D. M.: Magnetometer study of Caddo-Shreveport Uplift, Louisiana. *Bull. Amer. Ass. Petrol. Geol.* **14**, 327—328, 1930.
- Ewing, M. and Leet, L. Don: Seismic propagation paths. *American Inst. of Mining a. Metallurgical Engineers, Tech. Publ.* 267. Class L, Geophysical Prospecting Nr. 16. New York 1930. 18 S.
- Haalck, H.: Die magnetischen Methoden der angewandten Geophysik. *Handb. d. Experimentalphysik* **25**, Teil 3. 305—398, Leipzig 1930.

- Handb. d. Experimentalphysik 25, 3. Teil. Angewandte Geophysik. Redigiert von G. Angenheister. Bearbeitet von H. Haalck, W. Heine, J. N. Hummel, K. Jung, H. Martin, O. Meisser, H. Reich. Mit 253 Abb. Leipzig, Akad. Verlagsges., 1930. 8°. XII, 556 S.
- Heiland, C. A.: Possible causes of abnormal polarizations of magnetic formations. *Z. f. Geoph.* 6, 228—235, Nr. 4/7, 1930.
- Heine, W.: Einige Überschlagsrechnungen zu den Phasenverhältnissen im Potentialfeld bei geophysikalischen Bodenuntersuchungen mit Wechselstrom mittlerer Frequenz. *Gerlands Beitr., Ergänzungshefte* 1, 156—164, Heft 2, 1930.
- Hergesell, H. und Duckert, P.: Die Ergebnisse der Sprengungen zu Forschungszwecken in Deutschland vom 1. Oktober 1926 bis zum 31. März 1929. *Arb. d. Preuß. Aeron. Obs. bei Lindenberg*, Bd. 16. *Wiss. Abh.*, Heft D, 1930. 4°. 32 S.
- Holm, O.: Die Reibungsdämpfung bei mechanischen Schwingungsmessern. *Z. f. angew. Math. u. Mech.* 10, 30—40, Heft 1, 1930.
- Hummel, J. N. und Heine, W.: Die elektrischen Methoden der angewandten Geophysik. *Handb. d. Experimentalphysik* 25. Teil 3. 401—539, Leipzig 1930.
- Jung, K.: Gravimetrische Methoden der angewandten Geophysik. *Handb. d. Experimentalphysik* 25. Teil 3. 49—208, Leipzig 1930.
- Kato, Y. and Nakamura, S.: On the piezo-electric accelerometer and its application to the measurement of the velocity of the elastic waves produced by artificial disturbances. *Tokyo Proc.* 6, 272—274, Nr. 7, 1930.
- Liddle, R. A.: Magnetometer Survey of Little Fry Pan Area, Uvalde and Kinney Counties, Texas. *Bull. Amer. Ass. Petrol. Geol.* 14, 509—516, 1930.
- Ludwiger, H. von: Das elektrische und magnetische Feld um einen „Erdstrahler“. *Gerlands Beitr., Ergänzungshefte* 1, 189—226, Heft 2, 1930.
- Meisser, O. und Martin, H.: Luft- und Bodenseismik. *Handb. d. Experimentalphysik* 25, Teil 3, 211—302, Leipzig 1930.
- Mitteilungen aus der Mecklenburgischen Geologischen Landesanstalt, Heft 39 (Neue Folge 4): Die Ergebnisse der geologischen und geophysikalischen Untersuchungen der Jahre 1928 und 1929 in der Umgebung des Lüthener Salzstockes. Red. von Fr. Schuh. Rostock 1930. 8°. 148 S.
- Mushketov, D. and Nikiforoff, P.: Gravimetric and seismic expedition to Central Asia. *CR. de l'Acad. des Sc. de l'URSS*, Nr. 22, S. 499—502. Leningrad 1929.
- Nippoldt, A.: Verwertung magnetischer Messungen zur Mutung für Geologen und Bergingenieure. Berlin, Jul. Springer, 1930. 8°. V, 74 S.
- Pfaff, F. W.: Beziehungen zwischen geologischen und erdmagnetischen Verhältnissen. *Z. f. prakt. Geologie* 38, 129—135, Heft 9, 1930.
- Reich, H.: Geologische Unterlagen der angewandten Geophysik. *Handb. d. Experimentalphysik* 25, Teil 3, 1—46, Leipzig 1930.
- Rothé, E.: Les méthodes de prospection du sous-sol. Paris, Gauthiers-Villars, 1930. 8°. VIII, 392 S.
- Sundberg, K. et Hedstrom, H.: Communication sur les recherches électriques de minerais et d'huiles. 2e Congrès int. de Forage, Paris 1929, Sept. 16—23, Saint Etienne 1929. 19 S.
- Sundberg, K.: Tektoniska och stratigrafiska under sökningar medelst elektriska metoder. *Geologiska Föreningens Förhandlingar* 52, 219—246, Stockholm 1930.
- Tagg, G. F.: The earth resistivity method of geophysical prospecting. *The Mining Mag.* 43. 150—158. Nr. 3, 1930.
- Thornburgh, H. R.: Wave-front diagrams in seismic interpretation. *Bull. Amer. Ass. Petrol. Geol.* 14, 185—200, Nr. 2, Tulsa 1930.

VII. Grenzgebiete und Verschiedenes

1. Kosmische Physik

- Müller, R.: Photographisch-photometrische Untersuchungen des Zodiaklichtes. *Z. f. Astrophys.* 1, 35—42, Nr. 1. 1930.

2. Physik, Chemie

- Burger, H. C. und Cittert, P. H. van: Eine Methode zur Konservierung von Silberspiegeln. *Z. f. Phys.* **66**, 218, Nr. 3/4, 1930.
- Ertel, H.: Zur Theorie der Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung in turbulenten Strömungen. *Z. f. Geoph.* **6**, 329—334, Nr. 4/7, 1930.
- Föppl, O.: Abhängigkeit der Schwingungsdauer einer gedämpften Schwingung von der Größe der Schwingung. *Z. f. angew. Math. u. Mech.* **10**, 92—93, Heft 1, 1930.
- Gutenberg, B. und Schlechtweg, H.: Viskosität und innere Reibung fester Körper. *Phys. Z.* **31**, 745—752, Nr. 16, 1930.
- Hirsch, P.: Das Pendel mit oszillierendem Aufhängepunkt. *Z. f. angew. Math. u. Mech.* **10**, 41—52, Heft 1, 1930.
- Kunz, J.: Resonanzmethoden für die Bestimmung der Gravitationskonstanten G . *Phys. Z.* **31**, 764—768, Nr. 16, 1930.
- Uller, K.: Die einfach geführten Kapillar- und Schwerewellen in fließenden Mitteln. II. *Z. f. angew. Math. u. Mech.* **10**, 284—299, Heft 3, 1930.
- Uller, K.: Die Entwicklung des Wellenbegriffes. IV. *Gerlands Beitr.* **27**, 71—101, Heft 1, 1930.
- Väisälä, Y.: Anwendung der Lichtinterferenz bei Basismessungen. Veröff. d. Finnischen Geod. Inst. Nr. 14. Helsinki 1930. 80. 47 S.
- Wulf, O. R.: The band spectrum of ozone in the visible and photographic infra-red. *Washington Proc. Nat. Ac. Sc.* **16**, 507—511, Nr. 7, 1930.

3. Mathematik

- Bartels, J.: Bemerkungen zur praktischen harmonischen Analyse. *Gerlands Beitr.* **28**, 1—10, Heft 1/3, 1930.
- Bieberbach, L.: Über den Einfluß von Hilberts Pariser Vortrag über „Mathematische Probleme“ auf die Entwicklung der Mathematik in den letzten 30 Jahren. *Naturwiss.* **18**, 1101—1111, Heft 51, 1930.
- Eggert, O.: Rechtwinklige Koordinaten auf dem Ellipsoid, auf der Kugel und in der Ebene. *Z. f. Vermessungswesen* **59**, 413—428, Heft 12, 1930.
- Hopfner, F.: Über die Konvergenz der Reihe für das äußere Raumpotential. *Gerlands Beitr.* **27**, 36—41, Heft 1, 1930.
- Jung, J.: Zur konformen Abbildung eines begrenzten Teiles der Erdkugel auf der Ebene. *Z. f. Vermessungswesen* **59**, 559—568, 623—633, Heft 16 u. 17, 1930.
- Mises, R. von: Zur numerischen Integration von Differentialgleichungen. *Z. f. angew. Math. u. Mech.* **10**, 81—92, Heft 1, 1930.
- Schmehl, H.: Geschlossene geodätische Linien auf dem Ellipsoid. *Z. f. Vermessungswesen* **59**, 1—10, Heft 1, 1930.
- Willers, Fr. A.: Das Glätten empirisch gefundener Zahlenreihen. *Z. f. angew. Math. u. Mech.* **10**, 166—181, Heft 2, 1930.

4. Meteorologie

- Baur, F.: The present status of correlation investigation in meteorology. *Month. Weather Rev.* **58**, 284—287, Nr. 7, 1930.
- Brooks, C. C. P.: Irregularities in the annual variation of temperature in London. *Nature* **126**, 61—63, Nr. 3167, 1930.
- Clayton, H. H.: The atmosphere and the sun. *Smithson Misc. Coll.* **82**, Nr. 7, 1930.
- Deeley, R. M.: Sunspots and pressure distribution. *Nature* **126**, 401, Nr. 3176, 1930.
- Die Wetterflugtagung in Hamburg (24. bis 26. April 1930). (K. Wegener, A. Lohr, H. Steinhäuser, R. O. Steiner, P. Lautner, K. O. Lange.) *Met. Z.* **47**, 325—345, Nr. 9, 1930.
- Disterdick, F. L.: City smoke and heat effects on minimum temperatures. *Month. Weath. Rev.* **58**, 330, Nr. 8, 1930.
- Ficker, H. v.: Die meteorologischen Verhältnisse der Insel Teneriffa. Berlin, Abh. Preuß. Akad. d. Wiss., Phys.-Math. Kl. Nr. 1, 1930. 105 S.

- Mildner, P.: Über Symmetriepunkte und ihren prognostischen Wert. Beitr. z. Phys. fr. Atm. **17**, 1—14, Nr. 1, 1930.
- Hanzlik, S.: Sunspots and pressure distribution in monsoon regions. Nature **126**, 312, Nr. 3174, 1930.
- Knoch, K.: Das unperiodische Element im Tropenklima. Z. f. Geoph. **6**, 318—329, Nr. 4/7, 1930.
- Robitzsch, M.: Die Arago-Davyschen Doppelthermometer als Meßanordnung für physioklimatische Strahlungsgrößen. Gerlands Beitr. **27**, 244—252, Nr. 2, 1930.
- Stenz, E.: Der große Staubfall vom 26. bis 29. April 1928 in Südosteuropa. Z. f. Geoph. **6**, 443—458, Nr. 8, 1930.
- Sinjamin, A.: Eine einfache Methode zur Untersuchung der Verdunstung von Seeoberflächen. Gerlands Beitr. **27**, 53—70, Nr. 1, 1930.
- Süßing, R.: Der Temperaturverlauf im Sandboden. Z. f. Geoph. **6**, 285—291, Nr. 4/7, 1930.
- Tetens, O.: Über einige meteorologische Begriffe. Z. f. Geoph. **6**, 297—310, Nr. 4/7, 1930.
- Wagner, A.: Über die Feinstruktur des Temperaturgradienten längs Berghängen. Z. f. Geoph. **6**, 310—318, Nr. 4/7, 1930.
- Weickmann, L.: Die dominierende Luftdruckwelle des strengen Winters 1928/29. Z. f. Geoph. **6**, 291—297, Nr. 4/7, 1930.

6. Verschiedenes

- Bericht über die neunte Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft vom 11. bis 14. September 1930 in Potsdam. Z. f. Geoph. **6**, 501—507, Heft 8, 1930.
- Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften. Herausgegeben v. d. Schriftleitung der Naturwissenschaften. Bd. 9. Berlin, Jul. Springer, 1930. 8°. III, 348 S.
- Gautier, R. et Tiercy, G.: L'Observatoire de Genève 1772—1830—1930. Genève. Obs. Publ. (A) Vol. 2. 8°. 172 S. Genève 1930.
- Geodesy and Geophysics at Stockholm. Geogr. J. **76**, 343—347, Nr. 4, 1930.
- Heiland, C. A.: The Department of Geophysics. Quarterly of the Colorado School of Mines **25**, Nr. 2, Sup. A. Colorado, Golden, 1930. 23 S.
- Hilbert, D.: Naturerkennen und Logik. Naturwiss. **18**, 959—963, Heft 47—49, 1930.
- The International Union of Geodesy and Geophysics. (4. meeting 1930, Aug. 15—23.) Nature **126**, 585—586, Nr. 3180, 1930.
- Kohlschütter, E.: Die Weiterentwicklung des Internationalen Forschungsrates (Research Council). Ann. Hydr. **58**, 393—397, Heft 11, 1930.
- Meeting of the British Association for the Advancement of Science. The Observatory **53**, 273—276, 297—305, Nr. 677—678, 1930.
- Mises, R. von: Über das naturwissenschaftliche Weltbild der Gegenwart. Naturwiss. **18**, 885—893, Heft 43, 1930.
- Nippoldt, A.: Neunte Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft. Naturwiss. **18**, 893—894, Heft 43, 1930.
- Perrier, G.: La section de Géodésie de l'Union géodésique et géophysique internationale à l'Assemblée générale de Stockholm (11—23 Août 1930). CR. **191**, 806—810, Nr. 19, 1930.
- Pöschl, Th.: Dritter Internationaler Kongreß für Technische Mechanik vom 24. bis 29. August 1930 in Stockholm. Naturwiss. **18**, 937—939, Heft 45, 1930.
91. Versammlung der Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Königsberg i. Pr. vom 7. bis zum 11. September 1930. Naturwiss. **18**, 959—1083, Heft 47/48/49, 1930.

Potsdam, Geodätisches Institut.

Rudolf Berger.

Potsdam, Meteorol.-Magn. Observatorium.

Konrad Büttner.

Berlin, Institut für Meereskunde.

Lotte Möller.

Geophysikalische Berichte

H. Reich. Geologische Unterlagen der angewandten Geophysik. S.-A. Handb. d. Experimentalphys. Bd. 25, 3. Teil, S. 3—46. Mit 2 Abbildungen. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., 1930.

K. Jung. Gravimetrische Methoden der angewandten Geophysik. S.-A. Handb. d. Experimentalphys. Bd. 25, 3. Teil, S. 49—208. Mit 102 Abbildungen. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., 1930. *Scheel.*

A. C. Longden. Improved methods in gravity determinations. S.-A. Trans. Ill. State Acad. of Science **22**, 339—348, 1930. Zur Ausführung absoluter Schweremessungen sind Pendellapparate gebaut worden, die in wichtigen Einzelheiten von den bisherigen Konstruktionen abweichen. Der Durchgang des Sekundenpendels durch die Mittellage wird mit einer Photozelle aufgenommen und über einen Verstärker auf die Feder eines schnell laufenden (50 cm/sec) Chronographen übertragen. Die Ablesegenauigkeit entspricht ungefähr 0,001 sec, so daß nach 15 bis 20 Minuten langem Schwingen die Schwingungsdauer genau genug direkt bestimmt werden kann, ohne Zuhilfenahme von Koinzidenzen. Die Messung der Länge eines Bifilarpendels und eines Reversionspendels geschieht durch Vergleich mit einer etwa 1 m langen Invarstange, deren Länge genau bekannt ist. Das eine Ende der Invarstange wird an der Aufhängung des Pendels fest montiert, zur Messung des Abstandes zwischen dem freien Ende der Invarstange und einer Marke am Pendelkörper genügt ein Mikroskop, das beide im Gesichtsfeld hat. Um die Abnutzung der Schneiden genügend gering zu machen, sind sie nicht scharf, sondern abgerundet konstruiert. *K. Jung.*

P. Lejay. Un instrument transportable pour la mesure rapide de la Gravité. Journ. de phys. et le Radium (7) **1**, 109S—110S, 1930, Nr. 7. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 295.] Enthält Angaben über einen neuen Apparat zur Schweremessung, über den der Verf. und F. Holweck bereits berichtet haben (C. R. **190**, 1387—1388, 1930, Nr. 24; diese Ber. **11**, 2459, 1930).

K. Jung.

Gg. Reutlinger. Eine experimentelle Überprüfung der Theorie der Schwingungsmesser. Gerlands Beitr. **24**, 168—240, 1929, Nr. 2/3. Dissertation Darmstadt 1929. An die Spitze der Arbeit wird eine vollständige Theorie der Seismographen gestellt, die vielfach über das Bekannte hinausgeht. Die Darstellung ist eine sehr übersichtliche und führt zu Formeln, die unmittelbar der experimentellen Prüfung unterzogen werden können. Eine horizontale und eine vertikale Schwingungsplatte zur Prüfung der entsprechenden Erschütterungsmesser werden beschrieben. Zur Untersuchung kamen: 1. Horizontalschwingungsmesser nach Zeissig. 2. Optischer Vertikalschwingungsmesser nach Zeissig und Reutlinger. 3. Vibrometer nach Schenck-Lehr. 4. Vibrograph nach Geiger. 5. Vertikalschwingungsmesser nach Reutlinger. 6. Vertikalschwingungsmesser nach Sauer. Der Verf. findet, daß die Abbildungsstreue des Schwingungsmessers, d. h. die Übereinstimmung mit der Theorie um so besser ausfällt, je geringer die Reibung in den Gelenken und am Schreibstift ist. Optisch registrierenden Schwingungsmessern ist daher im allgemeinen der Vorzug zu geben.

Conrad-Wien.

I. Lehmann. A hammer for the Galitzin vertical component pendulum. Gerlands Beitr. **26**, 413—415, 1930, Nr. 4. Die Eichung des unter einem Glaskäfig befindlichen Galitzinpendels erfordert es, die Pendelmasse

künstlich in Eigenschwingungen zu versetzen. Dies geschieht mit Hilfe eines elektromagnetischen Hammers, der fix in das Instrument einmontiert ist. Dieser bewährt sich bei den Horizontalkomponenten gut, wo die Hammerachse vertikal steht, dagegen schlecht bei der Vertikalkomponente. Verf. gibt nun einen neuen fein justierbaren Doppelhammer an, der sich im Gebrauch auf das beste bewährt hat.

Conrad-Wien.

Severiano Goig. Un dispositif de remplissage des baromètres à siphon. Journ. chim. phys. 27, 452—454, 1930, Nr. 8. Der Behälter des in das Barometergetäß zu füllenden Quecksilbers ist mit zwei besonderen Ansätzen versehen, die beide zu einer langen Spitze ausgezogen sind. Durch sie wird nach erfolgter Erhitzung des Quecksilbers bei Unterdruck nacheinander Luft hereingelassen, so daß das Quecksilber luftfrei in den langen Schenkel getrieben werden kann. Dieser lange Schenkel hat ebenfalls eine besondere Vorrichtung, die dem Zweck dient, wirklich ein gutes Vakuum über dem Quecksilber im langen Schenkel zu erhalten.

H. Ebert.

Theodore Theodorsen. Instrument for detecting metallic bodies buried in the earth. Journ. Frankl. Inst. 210, 311—326, 1930, Nr. 3. Das empfindliche Instrument wurde geschaffen, um Fliegerbomben, die auf einem Versuchsfeld unexplodiert im Boden lagen, aufzufinden. Es besteht im wesentlichen aus einem runden Holzrahmen (85 cm Durchmesser, 50 cm Höhe), auf den drei einlagige Spulen gewickelt sind. Die mittlere mit 75 Windungen ist mit Hilfe eines langen beweglichen Kabels an einen Generator mit höherer Frequenz (500 T/min, 6 Amp., 110 Volt) angeschlossen. Die beiden äußeren Spulen, mit je 100 Windungen, sind entgegengesetzt geschaltet und über ein Telephon geschlossen. Ist das durch die mittlere Spule erzeugte Feld ungestört und damit symmetrisch, so fließt im Sekundärkreis infolge der Gegeneinanderschaltung der äußeren Spulen kein Strom. Wird das Feld durch einen Metallkörper in seiner Symmetrie gestört, dann sind die beiden Randspulen ungleich belastet, das Telephon tönt und zeigt den Körper an. Der Apparat wird von zwei Männern über das Feld getragen, das auf die Tiefe von einigen Fuß abgesucht werden soll. Der Verf. geht ausführlich auf die Unzulänglichkeit der bisherigen Verfahren ein und schildert die Schwierigkeiten, die bei Schaffung des neuen hochempfindlichen und auch praktisch schon erprobten Apparats bewältigt wurden.

E. J. M. Honigmann.

H. Haalck. Die magnetischen Methoden der angewandten Geophysik. S.-A. Handb. d. Experimentalphys. Bd. 25, 3. Teil. Mit 35 Abbildungen, S. 305—398. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., 1930.

J. N. Hummel. Die elektrischen Methoden der angewandten Geophysik. Theorie der elektrischen Methoden. S.-A. Handb. d. Experimentalphys. Bd. 25, 3. Teil. Mit 13 Abbildungen, S. 401—462. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., 1930.

W. Heine. Die elektrischen Methoden der angewandten Geophysik. Praktische Anwendung der elektrischen Methoden. S.-A. Handb. d. Experimentalphys. Bd. 25, 3. Teil. Mit 16 Abbildungen, S. 463—515. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., 1930.

J. N. Hummel. Radioaktive Methoden. S.-A. Handb. d. Experimentalphys. Bd. 25, 3. Teil. Mit 8 Abbildungen, S. 519—539. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., 1930.

Scheel.

W. Uljanin. Ein Universalinduktionsmagnetometer. ZS. f. Geophys. **6**, 435—442, 1930, Nr. 4/7 (Ad. Schmidt-Festschrift). Der Verf. hat eine 1915 von ihm angegebene Induktionsmethode, ähnlich der von Wild und von G. Meyer angewandten, vervollkommenet, wobei eine Helmholtzspule zur Kompensation des Erdfeldes bzw. seiner Komponenten dient. Wegen des relativ kleinen Bereiches, in dem das Feld der Helmholtzspule homogen ist, wird die drehbare Induktionsspule nur um $\pm 15^\circ$ gedreht. Die Deklination wird wie die Inklination aus der Richtung der Nullwirkung bestimmt. Der mittlere Fehler einer Messung von \mathfrak{H} ist etwa 6 γ , bei der Deklination etwa 1,5' bei 34 Bestimmungen. *J. Koenigsberger.*

Burt Richardson and Carol Montgomery. The measurement of insolation by means of a pan. Bull. Nat. Res. Coun. Nr. 68, S. 56—61, 1929. *H. Ebert.*

Ernst Lindberg. Über die Ångströmsche Pyrgeometerskala. Meteorol. ZS. **47**, 389—393, 1930, Nr. 10. Zunächst werden bei dem K. Ångströmschen Normalpyrgeometer des Physikalischen Instituts zu Upsala die Methoden und Resultate der Bestimmung der Thermoskalekonstanten von K. Ångström, F. Lindholm und A. Ångström-R. Lundblad beschrieben. Dann folgen die Messungen des Verf., mit welchen er durch eine vervollkommnete Methode des A. Ångström — indem auf die Messung der Temperatur des Instrumentes große Sorgfalt gelegt wurde — die Konstante zweier anderen Pyrgeometer bestimmte; diese Konstante C ist eigentlich der Proportionalitätsfaktor zwischen dem Wärmeverlust R der geschwärzten Manganinstreifen gegen den vergoldeten Streifen des Instrumentes und dem Quadrate des diesen Strahlungsverlust kompensierenden Stromes I : $R = C I^2$. Endlich wird von der Bestimmung der Konstanten des Normalinstrumentes durch eine Vergleichung mit diesen absolutbestimmten Pyrgeometern berichtet und bestätigt, daß sie ihren Wert während der Zeit 1923 bis 1930 um 25 % änderte. *Pránsnik.*

J. Koenigsberger. Verkürztes Skalenfernrohr zur Messung von Winkelausschlägen. ZS. f. Instrkde. **50**, 374—375, 1930, Nr. 6. Um die bei der Ableseung von Instrumenten mit Spiegel und Skale (nach Poggendorff) vorhandenen Übelstände — große Entfernung, unzureichende Helligkeit usw. — zu beseitigen, schlagen Hecker und der Verf. ein neues Verfahren zur Ableseung vor, bei dem sich das Fernrohrobjektiv als Verschußplatte am Apparat befindet, während das Okular mit Fadenkreuz in der Brennweite des Objektivs fest mit dem Apparat verbunden ist. Am Okular ist die Skale befestigt. Die Einrichtung erfordert bei 20 cm Brennweite für einen Winkelbereich, der bei der Poggendorffschen Methode bei 3 m Abstand durch eine Skale von 1 m erzielt wird, nur etwa 7 cm Länge bei ungefähr derselben Meßgenauigkeit. *G. Fanslaru.*

J. C. McLennan and H. J. C. Ireton. On the Spectroscopy of Auroral Green Line Radiation. Proc. Roy. Soc. London (A) **129**, 31—43, 1930, Nr. 809. Zur Aufnahme von Spektren des mondlosen Nachthimmels wurde ein Spezialespektrograph konstruiert, der sich durch außerordentlich lichtstarke Optik auszeichnet, so daß bereits bei einer Expositions-dauer von 10 Minuten die grüne Nordlichtlinie 5577 Å.-E. deutlich erscheint. Mehrere Reproduktionen derartiger Aufnahmen sind beigelegt, ebenso werden Angaben über die verwandten optischen Hilfsmittel gemacht, besonders eingehend über das Kameraobjektiv, das bei einer Brennweite von etwa 50 mm ein Öffnungsverhältnis von $F:1$ besitzt. Des weiteren wird über Untersuchungen berichtet, die das Studium der 5577-Emission unter Laboratoriumsbedingungen zum Ziele haben. Es handelt

sich dabei um die Glimmentladung in Argon-Sauerstoffgemischen. Ein wesentlicher Fortschritt wurde hier durch Verwendung von Wolframelektroden erzielt, die durch Ausglühen genügend entgast werden können. Es ergab sich, daß in reinem Argon mit einer Spur von Sauerstoff die Bedingungen für die Emission der Nordlichtlinie am günstigsten sind. Versuche bezüglich der Intensitätsvariation bei Veränderung der Anregung (Stromstärke) führen zu der Schlußfolgerung, daß die grüne Nordlichtlinie, die nach einer Hypothese der Verf. das Sauerstoffatom zum Emissionsträger hat, durch Stoß zweiter Art angeregter Argonatome auf Sauerstoffmoleküle unter gleichzeitiger Dissoziation der letzteren angeregt wird.

G. Mierdel.

Josef Geszti. Die Entstehung der Kontinente. *Gerlands Beitr.* **27**, 1—25, 1930, Nr. 1. Der Verf. resumiert folgendermaßen: „Im Urzustand der Erde waren die geschmolzenen Simamassen überall konzentrisch von Sialmassen umhüllt. Diese konzentrische Massenverteilung wurde aber später gestört. In der Gegenwart bestehen die Kontinente aus salischen, die Böden der Ozeane zu-meist aus simischen Materialien (vertikale Stoffabsonderung). Es wird gezeigt, daß diese Massenumlagerung durch eine thermodynamische Wirkung hervorgerufen wurde. Die Heraushebung der Kontinente wird auf die Verdichtung der simischen Massen zurückgeführt, besonders auf den Dichtesprung derselben beim Übergang von der Schmelze zum Kristall. Die Entstehung der thermodynamischen Wirkung wird der Inhomogenität der verschiedenen Beimengungen enthaltenden, salischen Massen zugeschrieben.“

Conrad-Wien.

Samuel G. Lasky. Transverse fractures as coordinate structures. *Amer. Journ. of Science* (5) **19**, 451—462, 1930, Nr. 114.

H. Ebert.

Wilhelm Anderson. A remark on the paper of R. C. Tolman „Mechanical treatment of temperature distribution in the case of radiation“ und A remark on the foregoing letter of W. Anderson. *Phys. Rev.* (2) **36**, 365—367, 1930, Nr. 2. R. C. Tolman legte in einer Arbeit dar, daß die Gravitation einen Einfluß auf das thermodynamische Gleichgewicht haben muß, da nach der relativistischen Auffassung der Wärme als Energieform dieser auch Masseneigenschaften, also auch Gewicht, zugesprochen werden muß (*Phys. Rev.* **35**, 904, 1930). W. Anderson teilt mit, daß fast die gleichen Ideen bereits ein Jahr früher von ihm veröffentlicht worden sind (*ZS. f. Phys.* **58**, 440, 1929). In einer Erwiderung setzt R. C. Tolman auseinander, daß seine Arbeit eine exakte Untersuchung der Erscheinungen mit Hilfe der Methoden der allgemeinen Relativitätstheorie liefert, während von W. Anderson nur ausgesprochen wird, daß die Masseigenschaften der Energie ein Temperaturgefälle verursachen.

Teichmann.

J. G. Hagen. Die zwei unabhängigen Beweise der Erddrehung beim Foucaultschen Pendelversuch. *Naturwissensch.* **18**, 805—807, 1930, Nr. 38. Es wird ausgeführt, daß neben der bekannten Drehung der Schwingungsebene des Foucaultschen Pendels die Ausbildung einer spiraligen Bahn der Pendelspitze ein Beweis für die Rotation der Erde ist.

K. Jung.

Jakob Kunz. Resonanzmethoden für die Bestimmung der Gravitationskonstante G . *Phys. ZS.* **31**, 764—768, 1930, Nr. 16. Zur Messung der Gravitationskonstante werden zwei Resonanzmethoden vorgeschlagen: 1. Man führe zwei große schwingende Massen an den Massen einer Coulombschen Drehwaage vorbei und bringe das Drehwaagegehänge durch die Anziehung der großen

Massen in erzwungene Schwingungen. 2. Ein leichter Pendelarm trage an seinen Enden nahezu gleiche Massen, die Schneide befinde sich in seiner Mitte, das in senkrechter Ruhelage befindliche Pendel wird durch die Anziehung zweier großer, schwingender Massen in erzwungene Schwingungen versetzt. Für den Resonanzfall werden die Formeln zur Bestimmung der Gravitationskonstanten aus den Endamplituden entwickelt.

K. Jung.

Edith A. Nelson. The Effect of Stratification on the Gravity Gradient and the Curvature of the Level Surface. Phil. Mag. (7) 10, 513—516, 1930, Nr. 64. In einer kurzen Betrachtung wird bewiesen, daß man ohne Kenntnis des Schwerefeldes keine einfache Beziehung zwischen den in einem und demselben Punkt zu messenden Werten von Gradient und Krümmungsgröße aufstellen kann, und es wird der bekannte Verlauf von Gradient und Krümmungsgröße über einer punktförmigen Masse und einer senkrechten Stufe gezeigt.

K. Jung.

Silvio Ballarin. Determinazioni di gravità relativa, eseguite nel 1928 a Padova, Vignola, Montese, Pracchia. Rend. Lomb. (2) 63, 631—661, 1930, Nr. 11/15. Bereits berichtet nach einem mit falscher Heftnummer bezeichneten Sonderabdruck. Vgl. diese Ber. 11, 2062, 1930.

Scheel.

G. Gambourtzeff. Procédé pour déterminer la disposition des masses souterraines d'après les observations magnétiques et gravifiques. Journ. appl. Phys. 7, 103—105, 1930, Nr. 2. (Russisch mit französischer Zusammenfassung.) Bereits berichtet nach Gerlands Beitr. 24, 83—93, 1929 (vgl. diese Ber. 11, 1106, 1930).

J. Koenigsberger.

W. Heine. Einige Überschlagsrechnungen zu den Phasenverhältnissen im Potentialfeld bei geophysikalischen Bodenuntersuchungen mit Wechselstrom mittlerer Frequenz. Ergänzungshefte f. angew. Geophys. 1, 156—164, 1930, Nr. 2. Nach einer früher abgeleiteten Näherungsformel wird die Phasenverschiebung zwischen zwei Stromfäden in Medien ungleicher elektrischer Leitfähigkeit für verschiedene Leitfähigkeitswerte berechnet. Es ergibt sich eine Abhängigkeit der Phasenverschiebung von den absoluten Beträgen der spezifischen Widerstände beider Medien. Die Differenz der Phasenverschiebung zwischen Stromfäden in 1 m und 10 m Entfernung von der Einlagerung, welche sich bei Potentiallinienmessungen am stärksten in der Minimumbreite auswirkt, nimmt nur größere Werte an, wenn eines der beiden Medien einen spezifischen Widerstand von der Größenordnung 10^5 bis 10^6 Ohm besitzt, während bei niedrigeren oder höheren Werten diese Phasendifferenz sehr klein bleibt. Das steht in Übereinstimmung mit der Erfahrung. Es wird dann noch die aus der Änderung der Stromdichte auf der Mittelsenkrechten der Elektrodenverbindungsline (Potentiallinie „Null“) folgende Phasenverschiebung gleichfalls nach einem Näherungsverfahren abgeleitet und berechnet.

J. Koenigsberger.

O. Mügge. Über die Lage des rhombischen Schnittes im Anorthit und seine Benutzung als geologisches Thermometer. ZS. f. Krist. 75, 337—344, 1930, Nr. 3/4.

O. Mügge. Über die Lage des „rhombischen Schnittes“ im Anorthit und die Benutzung derartiger irrationaler Zusammensetzungsflächen von Kristallzwillingen als geologische Thermometer. Göttinger Nachr. 1930, S. 219—226, Nr. 2. An Zwillingen des Kalkfeldspats (Anorthit) nach [010] soll die Spur der Verwachsungsfläche („rhombischer Schnitt“)

nach seinen genau bekannten geometrischen Konstanten unter dem Winkel $\sigma = -17^{\circ} 9'$ zur Spur von (001) in (010) neigen. Messungen an Kristallen vom Vesuv ergaben aber dafür nur -13 bis -15° . Der Unterschied kann daher rühren, daß die geometrischen Konstanten zur Zeit der Entstehung der Kristalle infolge höherer Temperatur etwas andere waren. An künstlich bei gewöhnlicher Temperatur nach [010] verzwillingten Kristallen betrug σ in der Tat -17 bis -19° . Es soll die Abhängigkeit der geometrischen Konstanten und damit der Lage des rhombischen Schnittes von der Temperatur bestimmt werden, um aus der beobachteten Lage des letzteren auf die Temperatur bei der Entstehung der Kristalle schließen zu können.

O. Mügge.

Hans Jenny. An equation of state for soil nitrogen. Journ. phys. chem. **34**, 1053—1057, 1930, Nr. 5. Es wird versucht, den Stickstoffgehalt des Erdbodens vom Gesichtspunkt einer allgemeinen Zustandslehre, in der die Bodeneigenschaften, die Bodenprozesse und die das Erdreich bildenden Faktoren enthalten sind, rechnerisch zu erfassen. Für reife Böden, die ähnliche Dichte, Topographie und Vegetation haben, ist der Stickstoffgehalt eine Funktion des Klimas. Vom Standpunkt der Stickstoffbildung sind die Temperatur, die Niederschlagsmenge und die Verdunstung die wichtigsten klimatischen Faktoren, von denen man die beiden letzten zu einem Feuchtigkeitsfaktor zusammenziehen kann. Wird der Stickstoffgehalt mit N , die Lufttemperatur mit T und der Feuchtigkeitsfaktor mit H bezeichnet, so konnte Verf. folgende Gleichung ableiten: $N = Ce^{-k_1 T} (1 - e^{-k_2 H})$. Aus dieser Gleichung ergeben sich folgende Schlüsse: Wenn $H = 0$ ist, wird auch $N = 0$, d. h. in Wüstengegenden ist der Stickstoffgehalt des Bodens sehr gering, ganz gleich, ob die Wüsten in kälteren oder wärmeren Zonen liegen. Mit wachsendem Feuchtigkeitsfaktor wächst auch der Stickstoffgehalt des Bodens. Der Grad des Wachstums ist in nördlichen Gegenden (z. B. Kanada) größer als in südlicheren (z. B. Texas). Mit wachsender Temperatur sinkt dagegen der Bodenstickstoff exponential, und zwar ist der Grad des Sinkens am größten in feuchten Gegenden. An mehr als 1000 Erdbodensorten, die lehmigen Graslandböden entnommen waren, wurde eine numerische Gleichung geprüft. Die Übereinstimmung zwischen den beobachteten und berechneten Werten kann als überaus befriedigend bezeichnet werden.

Otto.

I. Ivanov. Einfluß einer lockeren Decke auf den Wassergehalt des Bodens. Meteorol. ZS. **47**, 271—272, 1930, Nr. 7. Verf. weist auf die Möglichkeit einer vertikalen Diffusion des Wasserdampfes im Erdboden und die Wichtigkeit dieses Effektes für den Wasserhaushalt hin.

F. Möller.

Ida und Walter Noddack. Die Häufigkeit der chemischen Elemente. Naturwissensch. **18**, 757—764, 1930, Nr. 35. Ein vorläufiger Bericht über langjährige experimentelle Untersuchungen chemisch-analytischer und optisch-sowie röntgenospektrographischer Richtung. 1600 Mineralanalysen sowie die Analyse einer aus 110 Eruptivgesteinen gemischten Probe, die für die Zusammensetzung der äußeren Erdkruste repräsentativ war, auf die meisten chemischen Elemente ergaben für viele seltene Elemente, wie Ga, Ge, Tl oder die Platinmetalle, bedeutend größere Häufigkeiten, als bisher angenommen wurde. Auch die Pt-Metalle überschreiten die Massenhäufigkeit 10^{-8} . (Die Angabe $5 \cdot 10^{-8}$ für Uran in der Tabelle 1 beruht wohl auf einem Druckfehler und soll lauten $5 \cdot 10^{-6}$.) Die allgemeinen Züge (Harkinssche Regel usw.) ergaben sich ähnlich wie bei anderen Autoren. Die Ergebnisse bei den Meteoriten — hier wurden Mischproben für die Stein-, Eisen- und Troilitphase untersucht — weichen von denen, die für

Bruchstücke eines Himmelskörpers zu erwarten wären, etwas ab — die Sonderung der Phasen scheint weniger scharf — und werden als repräsentativ für die Region der inneren Planeten gedeutet. Diskussion der kosmischen Häufigkeit der Elemente.

Kirsch.

E. Gehreke. Die Patina auf Quarzen als Zeitmesser. Phys. ZS. **31**, 970—973, 1930, Nr. 21. (Vortrag auf der Physikertagung in Königsberg September 1930). Die Zahlenangaben der auf der Radioaktivität beruhenden Zeitbestimmungen reichen nur bis zum Tertiär. Für die wegen der Entwicklung des Menschen besonders interessante Epoche des Quartärs fehlen solche Angaben. Verf. findet, daß sich die Patina auf Quarzen und Flinten zur Bestimmung von Zeiten als geeignet erweist, und zwar sowohl des relativen Verhältnisses der Lagerung von Flinten verschiedenen Alters in ein und demselben Boden, als auch der absoluten Zeitdauer, falls die Alkalität des feuchten Bodens ihrer Größe nach bekannt ist. Die Methode gründet sich auf die Tatsache, daß diese Patinabezüge im Laboratorium nachgemacht werden können. So läßt sich zu jeder Art der Patinierung für eine bestimmte Sorte Quarz oder Flint eine Äquivalenztabelle aufstellen, in der die verschiedenen Zeiten angegeben sind, welche bei Anwendung verschiedener Mittel gleiche Patinadicken hervorrufen. Für die Alkalipatina hat Verf. eine solche Tabelle aufgestellt. Die so errechneten Zeiten liegen für verschiedene Fälle zwischen etwa 5000 Jahren und Hunderttausenden von Jahren. Ein Vergleich der Zeiten mit einigen archäologischen Datierungen ergibt befriedigende Übereinstimmung.

H. Ebert.

Wilhelm Salomon-Calvi. Epeirophorese. Teil I. Sitzungsber. Heidelb. Akad. 1930, 6. Abh., 26 S. Unter Epeirophorese ist die Gesamtheit der horizontalen Trittbewegungen der Kontinente zu verstehen, ein allgemeiner Ausdruck, der die speziellen Annahmen von A. Wegener und anderen Forschern umfaßt. Es werden in ausführlicher Weise Gegengründe gegen die Kontraktionstheorie, die nur vertikale Krustenbewegungen zuläßt, angeführt, dann werden die neuen Theorien von Daly und Haarmann kurz besprochen und schließlich die Notwendigkeit der Annahme horizontaler Verschiebungen ausführlich dargelegt. Ein zweiter Teil, der eine kritische Betrachtung der Gründe für und gegen die Epeirophorese enthalten soll, wird in Aussicht gestellt.

K. Jung.

Hans Mothes. Seismographen im Dienste der Gletscherforschung. Forsch. u. Fortschritte **6**, 363—365, 1930, Nr. 28. Anregungen von G. Angenheister und W. Meinardus folgend, bildete Verf. unter der Leitung von E. Wiechert und nach dessen Tode unter der Leitung von G. Angenheister im Geophysikalischen Institut Göttingen ein seismisches Verfahren aus zur Messung von Gletscherdicken: Von Sprengstellen an der Eisoberfläche strahlen Erschütterungswellen aus, die einige 100 m entfernt von einem hochempfindlichen Wiechertschen Vertikalseismographen aufgezeichnet werden. Die Einsätze der verschiedenen Wellenarten lassen sich im allgemeinen durch das Laufzeitkurvenbild deuten. So wurden u. a. im Gletschereis Wellen nachgewiesen, die an der Eisoberfläche vom Sprengort zum Seismographen mit den Geschwindigkeiten:

$$V_{\text{longitudinal}} \dots\dots\dots 3600 \text{ m/sec}$$

und

$$V_{\text{transversal}} \dots\dots\dots 1690 \text{ m/sec}$$

gelaufen sind. Außer der longitudinalen direkten Welle ließ sich in zahlreichen Fällen die am Felsuntergrund einmal reflektierte longitudinale Welle nachweisen. Je nach der Tiefe des Gletschers taucht sie später im Seismogramm auf als die

direkte longitudinale Welle. Aus dieser Zeitdifferenz kann nach einfachen geometrischen Beziehungen auf die Eisdicke geschlossen werden. Werden die Sprengungen hinreichend dicht angesetzt, so läßt sich die Form des verdeckten Felsuntergrundes rekonstruieren, wie an mehreren Gletscherprofilen auf dem Hintereisferner gezeigt wurde. Die gemessenen Tiefen sind in guter Übereinstimmung mit den von H. Hess u. a. dort erbohrten Tiefen. Hier konnte auch nachgewiesen werden, daß die elastischen Erschütterungswellen in ähnlicher Weise der Totalreflexion unterliegen, wie wir es bei den Lichtwellen beobachten. Verf. führte Eisdickenmessungen auf folgenden Gletschern durch:

Hintereisferner, August 1926, Eisdicke	170 bis 250 m,
Hintereisferner, August 1928, Eisdicke	190 „ 290 m,
Gr. Aletschgletscher, März 1929, Eisdicke . . .	350 „ 790 m,
Pasterze, August 1929, Eisdicke	270 „ 320 m.

Von E. Sorge und F. Loewe wurden während der A. Wegenerschen Inlandeisexpedition nach Grönland im Sommer 1929 mit dem vom Verf. im Geophysikalischen Institut Göttingen zusammengestellten Meßgerät in Grönland Eisdicken bis zu 1200 m gemessen. *H. Mothes.*

Katsutada Sezawa and Genrokuro Nishimura. Dispersion of a Shock in Echoing- and Dispersive-Elastic Bodies. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 8, 321—337, 1930, Nr. 3. Es werden zwei Fälle betrachtet: Im ersten wird die Dispersion der elastischen, durch einen Erdbebenstoß erzeugten Welle untersucht, die eine auf den Wellenstrahl senkrechte Zwischenschicht oder mehrere einander parallele Zwischenschichten passiert. Im zweiten Falle soll ein normales dispergierendes Medium vorliegen. Der erste Fall wird mit Echo-Dispersion bezeichnet. Die Verff. kommen zu folgenden Schlußfolgerungen: 1. Im Falle der Echodispersion hat der gestörte Teil des Wellenzuges eine unregelmäßige Form, während die normal dispergierten Wellen rein oszillatorische Schwingungen mit kontinuierlich variierender Wellenlänge zur Folge haben. 2. Bei Echodispersion tritt der Hauptteil der Störung scharf hervor und weist eine große Amplitude auf. Letzteres ist auch bei normaler Dispersion der Fall. 3. Bei Echodispersion treten partienweise gleiche Wellenlängen mit abklingender Amplitude auf, während bei normaler Dispersion auch nur eine teilweise Konstanz der Wellenlänge unmöglich ist. 4. Bei Vorhandensein mehrerer Schichten wiederholen sich die durch die Echos erzeugten Vibrationen in längeren Zeiträumen auch in der Nähe des Hypozentrums, während die aufeinanderfolgenden Stöße schwach gegen den Primärstoß sind. Bei normaler Dispersion klingen die Störungen in der Nähe der Störungsquelle rasch ab, während die Vibrationen fern vom Epizentrum lange andauern. Die Untersuchung ist wichtig für die Erklärung der verschiedenen von Erdbeben erzeugten Diagrammformen und für die aus diesen abgeleiteten Schlüsse über die Struktur der Erdkruste. *Conrad-Wien.*

O. Meisser. Luft- und Bodenseismik. Luftseismik. S.-A. Handb. d. Experimentalphys. Bd. 25, 3. Teil. Mit 30 Abbildungen, S. 211—251. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., 1930.

H. Martin. Luft- und Bodenseismik. Bodenseismik. S.-A. Handb. d. Experimentalphys. Bd. 25, 3. Teil. Mit 47 Abbildungen, S. 251—302. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., 1930. *Scheel.*

Torahiko Terada and Naomi Miyabe. Experimental Investigations of the Deformation of Sand Mass. Part III. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 7, 65—93, 1929, Nr. 1. *H. Ebert.*

B. Gutenberg. Theorie der Erdbebenwellen; Beobachtungen; Bodenunruhe. (Handb. d. Geophys., herausgegeben von B. Gutenberg, Band 4, Lfg. 1.) Mit 146 Abbildungen. 298 S. Berlin, Gebr. Borntraeger, 1929. In diesem Buch liegt der erste Teil des Bandes Erdbebenwellen abgeschlossen vor. Die Darstellung ist dem Charakter eines Handbuches entsprechend sehr ausführlich gehalten und bietet infolgedessen den Vorteil, daß neben den allgemeinen grundlegenden Fragen auch spezielle Untersuchungen weitgehend behandelt werden können. Bei den wellentheoretischen Spezialarbeiten wird allerdings vom Verf. oft viel an theoretisch physikalischen Begriffen vorausgesetzt und an mathematischen Zwischenrechnungen als selbstverständlich fortgelassen — wohl in der Absicht, den Umfang knapp zu halten. Die Gliederung des Stoffes ergibt sich aus dem Titel des Buches. In Kapitel 1: Fortpflanzung von Störungen im Kontinuum entwickelt Verf. mit einfachen Mitteln in recht klarer Weise die Begriffe und Grundgleichungen der Elastizitätstheorie. Anschließend behandelt er die Fortpflanzung von Wellen allgemeinerer, nicht sinoidaler Form (Uller), bei der man zwischen Phasen- und Amplitudengeschwindigkeit (Isophasen- und Isodynamenflächen) zu unterscheiden hat. Es folgen der Einfluß der Viskosität auf die Wellenausbreitung (Sezawa), Absorption und Gruppengeschwindigkeit mit zeichnerischer Veranschaulichung der Resultate, der Einfluß der Schwere und endlich die Untersuchungen von Rudzki über die Form der Wellenfläche in einem anisotropen Medium. Kap. 2: Die Bahn der Erdbebenwellen im Erdinnern enthält die geometrische Ausbreitung der Wellenstrahlen, wobei weitgehend von der Veranschaulichung der Methoden und Ergebnisse durch Diagramme und schematische Zeichnungen Gebrauch gemacht wird. Vom Fermatschen Prinzip ausgehend behandelt Verf. die Bestimmung der Wellengeschwindigkeit als Funktion der Tiefe nach der Wiechert-Herglotzschen Methode. Eine Reihe von weiteren Abschnitten widmet sich ausführlich den Gesetzen der Reflexion und Brechung an einer Unstetigkeitsfläche erster Ordnung für beide Arten von Raumwellen und der Aufteilung des Wellenstrahls. Die Verteilung der Energie des einfallenden Strahles auf die verschiedenen neu entstehenden Wellen leitet über zu einer allgemeinen Behandlung der Wellenamplitude. Eine Diskussion des Herdtiefenproblems und der zu seiner Lösung gebräuchlichen Näherungsmethoden (Inglada, Mohorovičić) bildet den Schluß. Der Theorie der Oberflächenwellen, über die sehr zahlreiche Arbeiten erschienen sind, ist in berechtigter Betonung ihrer Wichtigkeit ein besonderes drittes Kapitel gewidmet. Nach einer elementaren Darstellung der klassischen Untersuchungen von Rayleigh und Love werden charakteristische Spezialfälle, Dreifachschichtung, stetige und sprungweise Geschwindigkeitszunahme, Mitschwingen einer trägen Rindenschicht, Dispersionserscheinungen, eingehend besprochen. Hysterese und Extinktion werden gestreift. Es folgen in zusammenhängender Darstellung die Theorie von Jeans, in der die Oberflächenwellen als freie Schwingungen der Erdkruste aufgefaßt sind, die Theorie von Uller, der die bisher benutzte Voraussetzung eines ganz speziellen Wellenbaues fallen läßt, und endlich die Theorie von Lamb in allen Einzelheiten. Ein Abschnitt über die an einer Unstetigkeitsfläche nach Uller auftretenden verschiedenen Typen von geführten Wellen beschließt den theoretischen Teil des Buches. Der zweite große Abschnitt, die Zusammenstellung der Beobachtungen von Erdbebenwellen, gliedert sich gleichfalls nach drei Gesichtspunkten. In Kapitel 4: Die Vorläufer bei Erdbeben, wird gezeigt, welche Gesetzmäßigkeiten in der Verteilung von Dilatation und Kompression bestehen, in welchen Grenzen die Periode der Vorläufer schwankt und welche Laufzeitkurven für die Raumwellen und ihre am Kern und an der Erdoberfläche reflektierten und gebeugten Anteile gefunden worden sind. Es folgt eine Zusammenstellung

der Beobachtungen über Einfalls- und (bei Transversalwellen) Schwingungswinkel, sowie über Amplituden und Amplitudenverhältnisse, weiter eine erneute kritische Würdigung und eine umfassende aber handliche Tabelle der wahrscheinlichsten Laufzeiten. In Kapitel 5: Beobachtungen von Nahbebenwellen werden zunächst die Geschwindigkeitswerte diskutiert, die sich aus den Laufzeitkurven der Oppauer Explosion und den Göttinger Laufzeitkurven aus Steinbruchsprengungen für das Grundgebirge ergeben, die gleichen die aus Nahbeben gefundenen Werte für eine tiefere Schicht (P^*), nebst den zugehörigen Schichtdicken. Es folgen spezielle Laufzeitkurven für Nahbeben und beobachtete Herdtiefen, ferner eine Zusammenstellung der Ergebnisse über die Schichtung der Kontinente und Ozeanböden für die Gebiete, aus denen genügend seismische Beobachtungen vorliegen: Mitteleuropa, Japan, Kalifornien, Pazifik. Die Beobachtungen an Oberflächenwellen in Kapitel 6 enthalten Periodenmessungen, Geschwindigkeitswerte für Rayleigh- und Lovewellen, wobei kontinentale und pazifische Werte sich unterscheiden. Angaben über die Abnahme der Amplitude mit zunehmender Herddistanz und mit der Tiefe, sowie über das Amplitudenverhältnis von Vorläufer- und Oberflächenwellen beschließen den zweiten großen Abschnitt. In Kapitel 7 behandelt Verf. die seismische Bodenunruhe großer und kleiner Periode, über die er selbst sehr eingehende Untersuchungen angestellt hat, bespricht die mutmaßlichen Ursachen und gibt charakteristische Beispiele von Aufzeichnungen. R. Köhler.

M. Hasegawa. Die erste Bewegung bei einem Erdbeben. Gerlands Beitr. 27, 102—125, 1930, Nr. 1. T. Shida hat auf Grund von Bebenregistrierungen durch japanische Seismographenstationen, die sich um den Erdbebenherd gruppieren, gefunden, daß die erste Bodenbewegung infolge des Bebens, die sich als Zug (gegen das Epizentrum) oder als Stoß (vom Epizentrum weg) äußert, regionaler Anordnung unterlegen ist. Teilt man die Fläche eines um das Epizentrum geschlagenen Kreises in Quadranten, so werden zwei einander gegenüberliegende Quadranten gleiche Bewegungsart haben. Ein solches Beobachtungsergebnis kann, wie gezeigt wird, nur durch einen Bruch erzielt werden, der von reinen Scherungsdrücken hervorgebracht wird. Diese Beben werden Spaltungsbeben genannt. Bei einem solchen Bruchvorgang fallen natürlicherweise alle Kräfte bzw. Drucke außer Betracht, die Volumenänderungen zu erzeugen geeignet sind. Verf. gibt dann die Theorie für die erste Bewegung bei den longitudinalen (P) und den transversalen (S) Wellen unter der einschränkenden Annahme, daß der Bruch in einem einzigen Punkt beginnt. Diese Annahme wird nicht als weitgehende Abstraktion, sondern als, wahrscheinlich in der Natur realisierte, Tatsache aufgezeigt. Wesentlich geht aus der Theorie hervor, daß die erste Bewegung infolge des Bebens von dem physikalischen Mechanismus des Bruches abhängig ist. Bei Beben mit normalen Herdtiefen wird sich der Bruch bei horizontalen Scherungsdrücken in einer vertikalen Ebene ausbreiten. Es wird noch die regionale Verteilung der ersten Bodenbewegung für geneigte Bruchflächen untersucht. Der Schluß der Abhandlung befaßt sich mit dem Problem der Explosionsbeben.

Conrad-Wien.

Win Inouye and Tomonori Sugiyama. On Earth tiltings observed at Mt. Tukuba. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 8, 346—363, 1930, Nr. 3. (Japanisch mit englischer Zusammenfassung.) In einem Filialinstitut des Earthquake Research Institute in Tokio, das sich in der Nähe des Mt. Tukuba befindet, wurden in den Richtungen NW—SE und NE—SW zwei Tiltometer (nach M. Ishimoto) aufgestellt, die vom Dezember 1927 bis Juni 1930 die Bodenneigungen registrierten. Im Anfang wurde eine Empfindlichkeit von 2 cm für eine Bogensekunde Neigung gewählt. Nachdem sich überraschenderweise herausgestellt

hatte, daß die granitische Bergmasse sehr bedeutenden Neigungen unterworfen ist, wurde nur mehr mit halber Empfindlichkeit gearbeitet. Während zu manchen Zeiten die Neigungen sehr regelmäßig und stetig vor sich gehen, treten manchmal so starke kurzperiodische Störungen ein, daß die z. B. für aufeinanderfolgende Tage abgelesenen Neigungswerte ausgeglichen werden mußten, um zu vernünftigen Kurven zu kommen. Es ergab sich eine säkulare Neigungsänderung, die in der $2\frac{1}{2}$ jährigen Registrierperiode 17 Bogensekunden ausmachte, und turbulente kurzperiodische Neigungen, die der ersteren überlagert sind. Die säkulare Neigung findet gegen NE statt, was mit den Resultaten des Nivellements übereinstimmt. Die turbulenten Neigungsänderungen scheinen mit den Lufttemperaturvariationen in Beziehung zu stehen. Weiter wurde der Zusammenhang zwischen Neigungsvorgang und 27 Nahbeben (innerhalb $\Delta = 180$ km) untersucht. Im allgemeinen treten die Beben dann auf, wenn die säkulare Neigung durch turbulente, kurzer Periode, gestört wird. Erdbebenauslösend scheint auch eine Richtungsänderung der Neigung zu wirken. Beben maritimen Ursprungs ereigneten sich bei Beginn oder mitten während der turbulenten Neigungsperiode, die nahezu sofort bei Einsetzen eines Inlandbebens ihr Ende findet. In manchen Fällen begannen die Neigungserscheinungen, die von der Temperatur unabhängig sind, zwei oder drei Wochen vor Eintritt des Bebens und hörten dann nahezu plötzlich auf. Man könnte den Eindruck haben, daß Änderungen der atmosphärischen Zustände über größeren Gebieten einerseits die turbulenten Neigungsstörungen verursachen, andererseits als sekundär auslösende Ursache der Erdbeben anzusehen sind. Die Verf. heben aber hervor, daß sich gelegentlich der turbulenten Neigungsstörungen gewisse charakteristische Oberflächenneigungen einstellen, die mit der Instabilität der Erdkruste vor dem Bebeneintritt zusammenhängen und als Resultat der Wirkung seismogenetischer Kräfte in der speziellen Region aufzufassen wären.

Conrad-Wien.

Takeo Takayama and Takeo Suzuki. On the Relation between the Sunspot Number and the Destructive Earthquakes in Japan. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 8, 364—374, 1930, Nr. 3. (Japanisch mit englischer Zusammenfassung.) Statistische Untersuchungen über Sonnenflecken- und Erdbebenhäufigkeit von 1608 bis 1925 haben ergeben, daß in der inneren Zone von Omori (Küste der Japanischen See) die Beben zur Zeit des Sonnenfleckenmaximums besonders häufig sind, in Omoris äußerer Zone (Nähe der pazifischen Küste) um die Zeit des Sonnenfleckenminimums. In der mittleren Zone war keine eindeutige Beziehung festzustellen, auch nicht, wenn Japan als Ganzes betrachtet wird. Einige Untersuchungen über Perioden der Erdbebenhäufigkeit schließen sich an.

K. Jung.

I. Lehmann. P' as read from the records of the earthquake of June 16th 1929. Gerlands Beitr. 26, 402—412, 1930, Nr. 4. Bei der mikro-seismischen Untersuchung des Neuseelandbebens vom 16. Juni 1929 wurde besonderes Augenmerk auf die Laufzeitkurve der P' (longitudinal, durch den Kern gebeugt) gelegt. Die dicht liegenden europäischen Stationen ließen im Bereich $\Delta = 160$ bis 170° eine Spezialuntersuchung zu. In dem genannten Intervall tritt außer der normalen P' -Welle eine P'_2 -Welle auf, die langsamer als die erste läuft. Die Laufzeit dieser Welle kann durch die Gleichung: $T(P'_2) = \text{const} + (\Delta - 160^\circ) \cdot 4,2 \text{ sec}$ dargestellt werden.

Conrad-Wien.

Leigh Page. Effect of the Earth's Electric and Magnetic Fields on Ions in the Atmosphere. Phys. Rev. (2) 36, 601—602, 1930, Nr. 3. In einem

vorläufigen Bericht (Phys. Rev. **35**, 1587, 1930) untersucht Hulburt die Einwirkung von Zusammenstößen der Moleküle und Ionen auf den westwärts gerichteten Ionenstrom, welcher nach Pages erster Arbeit (Phys. Rev. **33**, 823, 1929) in den oberen Schichten der Atmosphäre besteht. Page weist darauf hin, daß in dieser ersten Arbeit Zusammenstöße der Ionen mit Molekülen nicht berücksichtigt wurden und zunächst untersucht werden muß, ob der westwärts gerichtete Ionenstrom überhaupt zustande kommt, wenn Stöße stattfinden. Er findet, daß nur in den alleräußersten Schichten der Atmosphäre mit großen freien Weglängen ein Wechselstrom bestehen kann, der sofort abklingt, wenn Stöße einsetzen. Unter der Einwirkung des elektrischen und magnetischen Feldes der Erde werden die positiven Ionen aufwärts und gegen die Pole, die negativen Ionen abwärts und zum Äquator gelenkt. Frankenberger.

Terrestrial Magnetism. Electrician **105**, 301—302, 1930, Nr. 2728.

F. E. Smith. Theories of Terrestrial Magnetism. Nature **126**, 402—405, 1930, Nr. 3176. Bericht über einen zusammenfassenden Vortrag von F. E. Smith auf der Versammlung der British Association in Bristol. J. Bartels.

J. Koenigsberger. Größenverhältnis von remanentem zu induziertem Magnetismus in Gesteinen; Größe und Richtung des remanenten Magnetismus. ZS. f. Geophys. **6**, 190—207, 1930, Nr. 4/7 (Ad. Schmidt-Festschrift). Die Gesteine werden nach Brunhes und David, zum Teil in orientierten Würfeln, auf Richtung und Größe des remanenten Magnetismus J pro Kubikzentimeter in Γ untersucht; sie werden in ein hochempfindliches astatisches System von zwei Magnetpaaren gebracht. Zur Bestimmung der Suszeptibilität K bei etwa 10Γ wurde eine Würfelfläche einem der vier Magnete außen nach der Bildmethode gegenübergestellt; die Messung an den sechs Flächen ergab auch Anisotropie und weniger scharfe Inhomogenität von K . In Tabellen ist gegeben K , J , $J:J_k$ ($J_k = K$ mal heutiger Totalintensität), dann Inhomogenität und Anisotropie nach den drei Würfelnormalen, beide relativ zum Mittelwert von $K = 1$. Für Tiefengesteine ist $J:J_k < 1$, für Ergußgesteine meist > 1 bis zu 10, für Laven etwa 10, für einen veränderten Quarzporphyr = 75. K nimmt von 15Γ bis $1,5 \Gamma$ mit abnehmender Feldstärke schwach ab; das in der Natur aus topographischen Effekten berechnete K im Erdfeld stimmt in den Fehlergrenzen von $\pm 20\%$ mit dem im Laboratorium gemessenen K überein. Die remanente Magnetisierung wechselt in derselben Tiefengesteins- und Ergußgesteinsmasse oft stark ihre Richtung, so daß Schlüsse auf die Richtung früherer Magnetfelder schon deshalb nicht immer sicher sind. J. Koenigsberger.

B. Rossi. Un metodo per lo studio della deviazione magnetica dei raggi penetranti. Cim. (N. S.) **7**, 283—288, 1930, Nr. 7. Nach Lincei Rend. (6) **11**, 478, 1930, Nr. 5 bereits referiert; siehe diese Ber. **11**, 1704, 1930.

K. Przibram.

Ross Gunn. An electromagnetic effect of importance in solar and terrestrial magnetism. Phys. Rev. (2) **33**, 832—836, 1929, Nr. 5. Es wird gezeigt, daß der Wärmebewegung unterworfenen Ionen und Elektronen in einem inhomogenen Magnetfeld eine resultierende Translationskomponente der Geschwindigkeit erhalten, deren Richtung für + - und - Ladungen entgegengesetzt ist und senkrecht zum ursprünglichen Feld, sowie senkrecht zum Gradienten der magnetischen Feldstärke, dem die Geschwindigkeit proportional ist, steht. Wenn nämlich das Elektron durch seine Kreisbewegung senkrecht zum ursprünglichen

Feld in Gebiete kleinerer Feldstärke kommt, wird der Radius der Kreisbahn größer, woraus eine in der Ebene der Kreisbahn liegende Geschwindigkeitskomponente senkrecht zum Gefälle der magnetischen Feldstärke resultiert. Der entstehende Strom hat die Tendenz, den Gradienten der Feldstärke zu vermindern; andererseits wird bei angenäherter Radialsymmetrie der Gesamtfluß erhöht, so daß also das magnetische Feld, das den Gradienten erzeugt, aufrechterhalten wird. Es besteht demnach ein Regenerationsbestreben dieses Zustandes. Bezeichnet N die Zahl der Ionen/cm³, k die Boltzmannsche Konstante, so wird die Stromstärke

$$i_x = - \frac{2 N k T}{H_z^2 \cdot \pi} \cdot \frac{d H_z}{d y}$$

für Ionen mit großer freier Weglänge und annähernd

$$i_x = - \frac{2 N e^2 \lambda^2}{3 \pi m} \cdot \frac{d H_z}{d y}$$

für Ionen von kleiner freier Weglänge λ . Die angeführte Erscheinung führt zu einem Weststrom, dessen Größe in der Sonnenatmosphäre unter Annahme plausibler Daten jedoch ein viel stärkeres magnetisches Feld liefert, als es beobachtet ist. Es führt dies zu dem Ergebnis, daß der Effekt zu einem Teil durch ostwärts gerichtete Strömungen, die durch die Gravitation verursacht werden (Chapman), sowie durch diamagnetische Erscheinungen kompensiert werden dürfte. Für die Erklärung des permanenten Erdfeldes kommt man zu dem Ergebnis, daß die freien Weglängen der Ionen in der Erdoberfläche 10⁻⁶ cm betragen müßten.

Tomaschek.

S. Stefanescu en collaboration avec **C. et M. Schlumberger**. Sur la distribution électrique potentielle autour d'une prise de terre ponctuelle dans un terrain à couches horizontales, homogènes et isotropes. Journ. de phys. et le Radium (7) 1, 132—140, 1930, Nr. 4. Die Verff. behandeln exakt eine von I. N. Hummel mit Hilfe der Bildmethode von W. Thomson gelöste Aufgabe der Verteilung des elektrischen Potentials um eine Punktelektrode auf einem unendlichen Halbraum, der aus verschiedenen leitenden, horizontalen, isotropen Lagen besteht; sie verwenden zur Lösung der Gleichung von Laplace Zylinderfunktionen und Hankelsche Integrale und schließlich die Lösung von H. Weber. Es wird gezeigt, daß dabei den Grenzbedingungen genügt ist und daß man durch Vereinfachung die Formeln von Hummel erhalten kann. Ein ähnlicher Ausdruck wie der von Hummel gegebene wird für die scheinbare mittlere Leitfähigkeit abgeleitet. Im allgemeinen sind die Ausdrücke für die numerische Rechnung nicht einfach.

Koenigsberger.

J. A. Ratcliffe and **F. W. G. White**. The Electrical Properties of the Soil at Radio Frequencies. Phil. Mag. (7) 10, 667—680, 1930, Nr. 65. Entgegen gewohnter Annahme wird nachgewiesen, daß Leitfähigkeit σ und Dielektrizitätskonstante ϵ des Bodens frequenzabhängig sind. Bodenproben aus Cambridge und Daventry wurden in einem Zylinderkondensator nach zwei Verfahren mit gleichem Ergebnis untersucht: Einmal wurde mit Braunscher Röhre die Phasenverschiebung mit der eines Glimmerkondensators verglichen und Strom und Spannung gemessen, ferner wurde der Prüfkondensator als Abstimmkapazität in einem Resonanzkreis gemessen und seine Leitfähigkeit aus der Resonanzbreite bestimmt. Im Bereich von 0,2 bis 5 · 10⁶ Hertz nimmt mit der Frequenz ϵ ab von etwa 50 auf etwa 10; der Tangens des Phasenwinkels steigt von 0,2 auf etwa 1,0; σ steigt zunächst steil an und bleibt dann etwa konstant. Die Ergebnisse sind

ähnlich für beide Erdproben, aber überwiegend vom Wassergehalt bestimmt: ϵ fällt durch Trocknung von 45 auf 5, ist aber in der feuchten Tiefe noch größer. Nur Untersuchung der Wellen selbst im fraglichen Gelände gibt daher genaue Werte. *H. E. Kallmann.*

M. J. O. Strutt. Messung der elektrischen Erdbodeneigenschaften zwischen 20 und $2 \cdot 10^7$ Hertz. Elektr. Nachr.-Techn. 7, 387—393, 1930, Nr. 10. Ziel der Messungen war, als Funktion der Frequenz im oben genannten Intervall die Leitfähigkeit σ und die dielektrische Konstante ϵ zu messen. Es ergab sich bei einem mäßig feuchten Wiesenboden, daß σ im gesamten Gebiet. ϵ zwischen 10^6 und $2 \cdot 10^7$ Hertz konstant sind. und zwar in unserem Falle $\sigma = 5 \cdot 10^{-14}$ el. magn. Einh. sowohl vor wie nach Regen, dagegen $\epsilon = 10$ vor und 15 nach Regen. Bei trockenem Sand haben wir zwischen 50 und $2 \cdot 10^4$ Hertz eine starke Frequenzabhängigkeit von σ und ϵ festgestellt, die beim Anfeuchten geringer wurde. Hierbei verlief ϵ z. B. zwischen 70 bei 50 Hertz bis 16 bei $2 \cdot 10^4$ Hertz. *M. Strutt.*

P. J. Higgs. An investigation of earthing resistances. Journ. Inst. Electr. Eng. 68, 736—750, 1930, Nr. 402. Untersucht werden die Erscheinungen der Polarisation und Endomose, wenn Strom in den Erdboden gesandt wird, durch Laboratoriumsexperimente. Die Polarisation wird, wie zu erwarten, durch Gasblasen an den Elektroden hervorgerufen; die Endomose war ausgedehnt und stark. verringerte den Strom bis auf ein Drittel und erzeugte einen Druck von 2 m Wasser. Wie auch Sundberg gefunden hatte, hängen die Widerstände in der Erde von dem Feuchtigkeitsgehalt, der Temperatur und dem Salzgehalt der Schichten ab. Der Gesamtwiderstand von Elektroden verschiedener Form wurde beobachtet und mit dem berechneten verglichen. Den kleinsten Widerstand gibt in der Praxis ein langes Wasserleitungsrohr. Die jährlichen Variationen sind vor allem durch die Feuchtigkeit bedingt. Der größte Unterschied von Gleichstrom gegen Wechselstrom war 20 % Widerstandsvermehrung. *Koenigsberger.*

C. J. P. Cave. Noise Associated with Lightning. Nature 126, 401, 1930, Nr. 3176. C. J. P. Cave beschreibt den Verlauf eines Gewitters, das sich in der Nacht vom 29. zum 30. August 1930 bei Portsmouth entlud. Es traten dabei mehrere selbständige Zentren auf, von denen fast alle elektrischen Entladungen ausgingen. Direkt nach dem Niedergang eines Blitzes wurde, noch ehe der Donner einsetzte, ein Geräusch vernommen, das verglichen wird mit dem Zischen eines elektrischen Lichtbogens oder mit dem Zischen, das beim Eintauchen glühenden Metalls in Wasser entsteht. *Frankenberger.*

W. Zimmermann. Eine eigenartige Wirkung von photographischem Blitzlicht. Naturwissensch. 18, 867, 1930, Nr. 41. Sogenannte Vakublitzze, Aluminiumfolie in sauerstoffgefüllter Glasbirne, zünden, zur Entflammung gebracht, dicht daneben liegende gleiche Vakublitzze. Dies erklärt sich durch die hohe Momentanleistung von über 50 kW während der Brennzeit von $\frac{1}{50}$ sec, wodurch die Ursache der Zündwirkung als Erwärmung durch Temperaturstrahlung erwiesen ist. *Kolhörster.*

Wilfred Hall. Holes Produced in Ground by Lightning Flash. Nature 126, 352, 1930, Nr. 3175. Bericht über einen Blitzschlag am 12. August 1930 in der Nähe von Rothbury, Northumberland, bei welchem drei Löcher im Glasboden entstanden. *Kolhörster.*

E. Mathias et G. Grenet. Variation diurne du champ électrique de l'air à l'Observatoire de la côte de Landais. C. R. 191, 187—190, 1930, Nr. 4. Mathias und Grenet unternahmen Messungen des elektrischen Erdfeldes bei der Talstation Cleimont-Ferrand des Observatoriums vom Puis de Dôme. Es wurde das Potential eines radioaktiven Kollektors mit einem Benndorfelektrometer registriert. Bei der Auswertung wurden, um den Einfluß von Wolken auszuschalten, nur positive Werte des Erdfeldes, welche unterhalb des Zweifachen des normalen Wertes blieben, benutzt. Es ergaben sich ebenso wie auf dem Puis de Dôme selbst und wie im Val-Joyeux zwei Maxima und zwei Minima ungleicher Amplitude. Während jedoch auf dem Gipfel des Puis de Dôme das Verhältnis Maximum durch Minimum der Tagesschwankung 1,6 und das Nachmittagsminimum nur eben erkennbar war, wurde bei Cleimont-Ferrand der Quotient Maximum durch Minimum der Tagesschwankung zu etwa 3 gefunden. Das Nachmittagsminimum und das Abendmaximum waren hier scharf ausgeprägt. Das Nachmittagsmaximum wird hervorgerufen durch negativ geladene Partikel, welche bei der Erwärmung des Bodens mit der erwärmten Luft emporsteigen. Es wurden im ganzen 4017 Fälle positiven Potentials und 610 Fälle negativen Potentials gemessen. *Frankenberger.*

E. O. Hulburt. The Ultraviolet Light Theory of Aurorae and Magnetic Storms. Phys. Rev. (2) 35, 1587, 1930, Nr. 12. Nach Page besteht in oberen Schichten der Atmosphäre ein westwärts gerichteter Ionenstrom. Durch Zusammenstöße der Ionen mit neutralen Molekülen kann eine Versetzung positiver Ionen nach den Polen und negativer Ionen zum Äquator erfolgen. Hierdurch wird ein elektrisches Feld gebildet, welches im Verein mit dem magnetischen Erdfeld in den Abendstunden ein Absteigen von Ionen in Breiten von 50 bis 70° bewirkt, wodurch Nordlichter und magnetische Stürme erzeugt werden.

Frankenberger.

Saemon-Taro Nakamura and Einosuke Hukusima. Report on the Earth-Potential Observations during the Total Eclipse of the Sun on May 9, 1929. Sc. Reports Tôhoku Univ. (1) 19, 283—291, 1930, Nr. 3. Die Verff. beobachten das Erdpotential während der totalen Sonnenfinsternis am 9. Mai 1929 auf der Ituaba-Insel des südlichen Chineseees. Während der Finsternis zeigte die Südkomponente des Potentialgradienten eine deutliche Abnahme. Es kann jedoch nicht entschieden werden, ob ein ursächlicher Zusammenhang mit der Finsternis bestand. *Frankenberger.*

A. Yersin. Quelques observations d'électricité atmosphérique en Indochine. C. R. 191, 366—368, 1930, Nr. 8. A. Yersin maß an drei Terminen täglich ein Jahr lang den Potentialgradienten in Nhatrang (Annam). Ein jahreszeitlicher Gang des Potentialgradienten, welcher im Mittel 94 Volt/m beträgt, ist nicht erkennbar. An Tagen mit starkem Tau wurde ein besonders starkes elektrisches Erdfeld (165 Volt/m) gemessen, ebenso nach starken Regenfällen. Auch in Annam wurde beobachtet, daß bei Annäherung von Gewitterwolken das positive Potential des Kollektors zunächst wächst, wobei die Blitze zu 90 % einen Zusammenbruch, zu 10 % einen Aufbau des elektrischen Feldes bewirken. Wenn das Gewitter den Beobachtungsort erreicht, kehrt sich die Richtung des Feldes um und bleibt bis zum Ende des Regens negativ. Am 20. September 1929 wurde 40 m von der Küste entfernt beobachtet, daß jedesmal, wenn eine Brandungswoge am Ufer eintraf, das Erdfeld um 50 Volt/m, das ist 50 %, geändert wurde. Die Messungen sollen an mehreren Höhenstationen fortgesetzt werden.

Frankenberger.

E. O. Hulburt. Wireless telegraphy and the ionisation in the upper atmosphere. Proc. Inst. Radio Eng. 18, 1231—1238, 1930, Nr. 7. Hulburt gibt an Hand der Beobachtungen von Absorption und Brechung elektrischer Wellen verschiedener Länge und an Hand der Theorie des Erdmagnetismus eine Beschreibung der obersten Atmosphäre. Am Tage wird das ultraviolette Sonnenlicht absorbiert und dadurch Erwärmung der Luft und Bildung von Elektronen und Ionen bewirkt. Nachts kühlt die Luft durch Ausstrahlung ab. So entstehen durch die Temperaturunterschiede Winde. Wegen des turbulenten Austausches in den untersten und obersten Luftschichten und wegen der langsamen Diffusion der Gase in der Stratosphäre soll in 150 km Höhe die gleiche Luftzusammensetzung wie in Seehöhe bestehen. Die über 190 km Höhe erzeugten Ionen und Elektronen diffundieren in diesen Schichten großer freier Weglänge rasch nach unten. Dabei werden unter der Einwirkung des magnetischen Erdfeldes die positiven Ionen nach Osten, die negativen Ionen nach Westen abgelenkt. Sie erzeugen durch diese Versetzung ein elektrisches Feld, das auf der Tagseite westwärts, auf der Nachtseite ostwärts gerichtet ist. Das elektrische Feld wirkt auf die Ionen der tieferen Schichten größerer Dichte und kleinerer freier Weglänge. Sie bewegen sich dem Felde entsprechend horizontal und werden dabei vom magnetischen Felde der Erde abgelenkt, und zwar am Tage nach unten, nachts nach oben. Da bei dem nächtlichen Aufsteigen der Ionen Schichten geringer Luftdichte erreicht werden, wo die Anlagerung und Wiedervereinigung selten ist, steigt nachts die Lebensdauer der Ionen. *Frankenberger.*

Walter Kosmath. Ein verbessertes Verfahren zur Bestimmung des Gehaltes der Freiluft an Radiumemanation. (Vorläufige Mitteilung.) Gerlands Beitr. 27, 42—46, 1930, Nr. 1. Um eine genauere zeitliche und räumliche Analyse des Radiumemanationsgehaltes der Luft zu ermöglichen, hat Kosmath eine Apparatur ersonnen, allerdings noch nicht erprobt, die eine Einzelmessung nach dem Absorptionsverfahren in Kokosnußkohle bereits nach zehnminütigem Luftansaugen gestatten wird, während bisher 2 bis 4 Stunden nötig waren. Die Altluft eines ungefähr 25 Liter fassenden Eisenblechgefäßes wird zunächst mittels Gebläses durch einige 50 cm lange Kokosnußkohlsäulen geleitet und entmaniert. Dann wird das Eisengefäß in etwa 10 Minuten mit einer Autopumpe auf 5 bis 6 Atm. Druck vollgepumpt. Die angesammelte Luft strömt dann durch sechs hintereinandergeschaltete emanationsfreie Kohlsäulen bis zum Druckausgleich langsam aus. Schließlich werden die Kohlsäulen gegläht, die Glutgase in der Ionisationskammer aufgefangen und die elektrometrische Messung nach dem üblichen Verfahren durchgeführt. *Lauscher-Wien.*

J. Lloyd Bohn. Radioactive properties of rocks, soils, crude oil and waters from Southern California. Journ. Frankl. Inst. 210, 461—472, 1930, Nr. 4. Es werden die radioaktiven Eigenschaften von Seewasser, heißen Quellen, Meerwasser, von Gesteinen, Erdboden und Rohöl aus Südkalifornien gemessen. Mit einigen Ausnahmen beträgt der Emanationsgehalt der kalten Quellen zwischen 2 und $9 \cdot 10^{-10}$ Eman; die heißen Quellen enthalten $18 \cdot 10^{-10}$ Eman (10^{-10} Curie/Liter). Die Rohölproben gaben 2 Eman, ein Wert, der wegen ungünstigen Verfahrens bei der Vorbehandlung als zu niedrig bezeichnet wird. *K. W. F. Kohlrausch.*

Alois F. Kovarik. Basis for computing the age of a radioactive mineral from the lead content. Sill. Journ. (5) 20, 81—100, 1930, Nr. 116. Berichtigung. ebenda S. 393, Nr. 119. Eine sehr eingehende Diskussion der zur Ermittlung

des Alters radioaktiver Mineralien anwendbaren Rechenverfahren und Formeln unter besonderer Berücksichtigung der Actiniumreihe, die zum Teil weit über die durch die Genauigkeit der Analysen usw. vorgegebene Grenze der heutigen Möglichkeiten hinausführt.

Kirsch.

Alois F. Kovarik. Actino-uranium and the ratio of actinum to uranium in minerals. *Science* (N. S.) **72**, 122—125, 1930, Nr. 1857. Überlegungen über die Stammsubstanz der Ac-Reihe, deren Halbwertszeit unter gewissen Voraussetzungen zu $2,7 \cdot 10^8$ Jahre berechnet wird.

Kirsch.

Charles Snowden Piggot. Isotopes and the problem of geologic time. *Journ. Amer. Chem. Soc.* **52**, 3161—3164, 1930, Nr. 8. Es wird erörtert, welche Bedeutung für die radioaktiven Altersbestimmungen die Kenntnis der Zusammensetzung der radioaktiven Stammsubstanzen und letzten Zerfallsprodukte (des Bleies) aus Isotopen hat.

Kirsch.

Alexander Mickwitz. Die Radioaktivität estländischer Schwefelmineralschlamm. *ZS. f. anorg. Chem.* **192**, 105—112, 1930, Nr. 1. Aus der Zusammenfassung: Die Aktivität der geglähten und auch der getrockneten estländischen Schlammproben ist geringer als die Aktivität der gleichen Menge an KCl, unter denselben Bedingungen gemessen. Die Aktivitäten der Arensburger und Hapsaler Schlammproben sind von gleicher Größenordnung. Die Aktivität einer bei 105 bis 110° getrockneten Schlammprobe aus Arensburg in KCl-Einheiten (bei gleichen Einwagen und gleichen Meßbedingungen) gleich 0,54; die Aktivität ließ sich in diesem Falle in den Fe-Al-Oxyden anreichern und steht hier, in KCl-Einheiten zum Ausdruck gebracht, auf 1,3, während die beiden anderen Fraktionen etwa 50 % der Anfangsaktivitäten des Schlammes zeigten. Radium konnte nicht nachgewiesen werden, da die Aktivität der entsprechenden Fraktion durch den gefundenen KCl-Gehalt gedeckt wird. Nach photographischer Methode wurden die elektrometrischen Ergebnisse qualitativ bestätigt.

K. W. F. Kohlrausch.

E. V. Appleton and A. L. Green. On some Short Wave Equivalent Height Measurements of the Ionized Regions of the Upper Atmosphere. *Proc. Roy. Soc. London* (A) **128**, 159—178, 1930, Nr. 807. Bei früheren Versuchen wurde gefunden, daß eine 400 m-Welle nur gelegentlich während einiger Stunden vor Sonnenaufgang die untere Heavisideschicht (E-Schicht) durchdringen kann. Weil die kürzeren Wellen ein stärkeres Durchdringungsvermögen aufweisen, wurden die Versuche auf einer Wellenlänge von 100 m wiederholt. Die Höhenbestimmung geschah mittels der periodischen Änderung der Empfangsamplitude, die entsteht, wenn bei einer Interferenz zwischen zwei Strahlen die Sendefrequenz um einen kleinen Betrag geändert wird. In einer Entfernung von 18 km vom Sender wurde Interferenz zwischen einer Raumstrahlung und einer Bodenstrahlung gefunden. In einer Entfernung von 131 km vom Sender bestand Interferenz zwischen einer einmal reflektierten Raumstrahlung und einer zweimal reflektierten Raumstrahlung. Die aus der Zählung der Empfangsmaxima abgeleitete äquivalente Höhe der Heavisideschicht betrug in sämtlichen Fällen ungefähr 100 km (E-Schicht) oder 230 km (F-Schicht). Die äquivalente Höhe der Schicht ist bei der 100 m-Welle etwas größer als bei der 400 m-Welle.

H. O. Roosenstein.

Jean Lugeon. Une méthode pour sonder l'atmosphère à l'aide des perturbations du champ électromagnétique au passage de l'anneau crépusculaire. *C. R.* **188**, 1114—1116, 1929, Nr. 17.

H. Ebert.

Harlan T. Stetson. The influence of sun spots on radio reception. Journ. Frankl. Inst. **210**, 403—419, 1930, Nr. 4. Nach kurzer Beschreibung des Sonnenfleckephänomens werden Tages- und Jahresstatistiken mitgeteilt, die von 1926 an den reziproken Wert der Sonnenfleckendichte mit der Zeichenstärke der Überseefunkverbindungen vergleichen: bemerkenswerte Proportionalität für die 11jährige und eine ihr überlagerte 15monatige Periode. Seither wird die Stärke ferner Sender vom Rundfunkbereich bis zu 17000 m Wellenlänge registriert. So wird allnächtlich die Trägerwellenamplitude eines konstant gehaltenen Rundfunksenders von fern aufgezeichnet, indem die Mikrovolt an der Antenne eines täglich nachgeeichten Überlagerungsempfängers automatisch registriert werden; zugleich werden die Sonnenflecken laufend photographiert, da der Abstand der Flecken von der Linie Sonne—Erde von Bedeutung zu sein scheint. Die Wirkung der Flecken wird darin vermutet, daß mit ihrer Stärke der Ionisationsgrad der Erdatmosphäre steigt und daß dann die Heavisideschicht weiter herabreicht; so kann sich erklären, daß bei ganz langen Wellen der umgekehrte Effekt eintritt, also die Zeichen während vieler Flecken stärker sind. Die Ansicht, daß sommers der Empfang schlechter als im Winter sei, wird durch die Registrierung widerlegt und aus der Hebung des Gewitterstörspiegels im Sommer erklärt. Vorhergesagt wird dauernde Besserung der Übertragung im Rundfunkbereich bis 1934, sobald ein Nebenmaximum zu Anfang 1931 vorüber ist.

H. E. Kallmann.

Paul Helbronner. Sur l'aurore polaire du 3 septembre et sur son action dans les transmissions radiotélégraphiques. C. R. **191**, 536—538, 1930, Nr. 14. Es werden die Störungen mitgeteilt, die das am 3. September 1930 im nördlichen Norwegen beobachtete Nordlicht auf den drahtlosen Dienst ausgeübt hat. Die Beobachtungen erstrecken sich auf folgende Verbindungen: New York—Paris und umgekehrt, Japan—Frankreich und umgekehrt, Beirut—Paris und umgekehrt und Rio de Janeiro und Buenos Aires. Die fraglichen Sender arbeiteten auf Wellen zwischen 20 und 40 m. Mit Ausnahme der Südamerika- und Palästinalinien hörte die Verständigung gegen 21 Uhr auf, während sonst auf diesen Wellen während dieser Zeit und meist bis Mitternacht gearbeitet wurde. Gleichzeitig wurde auf den langen Wellen um 20000 m störungsfrei empfangen. Diese Diskrepanz wird damit erklärt, daß die langen Wellen mehr auf der Erdoberfläche entlanglaufen, während die kurzen Wellen auf ihrem Wege die gestörte Höhenzone durchqueren.

Bleichschmidt.

Carl Störmer. Sonnenbelichtete Nordlichtstrahlen. ZS. f. Geophys. **5**, 177—194, 1929, Nr. 5/6. Es wurden von verschiedenen Stationen photographische Aufnahmen von Nordlichtern gemacht und der Ort einzelner Strahlen berechnet. An einzelnen Tagen wurde eine Gruppe von besonders langen Strahlen beobachtet, deren Gipfel Höhen von 800 bis 1000 km erreichten und sich in der Farbe von den gewöhnlichen zwischen 100 und 400 km liegenden Strahlen unterschieden. Es ergab sich, daß die langen Strahlen in dem von der Sonne beleuchteten Teil der Atmosphäre sind, und daß ihre Fußpunkte nahe der Grenze des Erdschattens liegen. An der Grenze der Gruppen der sonnenbelichteten und der im Schatten liegenden Nordlichter sieht man geteilte Strahlen, deren sonnenbelichteter von dem im Schatten liegenden Teil durch einen dunklen Zwischenraum getrennt ist. Im Spektrum der sonnenbelichteten Strahlen erscheint die grüne Nordlichtlinie 5577 Å schwächer im Verhältnis zu den Stickstofflinien 4278 und 3914 Å als im gewöhnlichen Nordlichtspektrum. [Geschätzte Intensitäten 5 (5577) : 8 (4278) : 10 (3914) bei nicht sonnenbelichteten, 1 : 8 : 10 bei sonnenbelichteten Strahlen.]

Hermann.

L. Vegard. Die sonnenbelichteten Nordlichtstrahlen und die Konstitution der höheren Atmosphärenschichten. *ZS. f. Geophys.* **6**, 42—56, 1930, Nr. 1.

L. Vegard. Variations of Intensity Distribution of the Auroral Spectrum and the Possible Influence of Sunlight. *Nature* **124**, 947—948, 1929, Nr. 3138. Die Erscheinung der von Størmer (*Nature*, August 1929 und vorstehendes Referat) beobachteten sonnenbelichteten Nordlichtstrahlen erklärt sich durch den vom Verf. (*ZS. f. Phys.* **16**, 367, 1923) gefundenen elektrischen Auftrieb der höchsten Atmosphärenschichten. Diese werden durch die kurzwelligen Sonnenstrahlen ionisiert und durch elektrische Abstoßung gehoben. Nach der Theorie des Verf. besteht die obere Atmosphäre aus Stickstoff in mikrokristallinischer Form. Diese Stickstoffstaubatmosphäre muß auf der Tagseite der Erde und in niedrigen geographischen Breiten am höchsten sein. Daß die besonders hohen Nordlichtstrahlen im sonnenbelichteten Teil der Atmosphäre gefunden wurden, und daß die Höhe der Strahlen an der Schattengrenze rasch sinkt, bestätigt diese Theorie. Es wird ausgeführt, daß der Strahlungsdruck der Sonne zur Erklärung der Höhe der Staubatmosphäre kaum in Betracht kommt. Die Intensitätsabnahme der grünen Nordlichtlinie im Verhältnis zu den Stickstofflinien mit der Höhe ist schon vom Verf. 1923 bei Spektralaufnahmen vom oberen und unteren Rande des Nordlichtes gefunden worden. Die Spektren Størmers sind auf verschiedenen Platten aufgenommen und verschieden belichtet, so daß aus ihnen keine einwandfreien Schlüsse auf die Intensitätsverteilung zu ziehen sind.

Hermann.

Axel Corlin. Messungen der Höhenstrahlungsintensität zwischen 55 und 70° nördlicher geographischer Breite. (Vorläufige Mitteilung.) *Ark. f. Mat. Astron. och Fys. (B)* **22**, Nr. 2, 6 S., 1930, Heft 1. Messungen der Höhenstrahlung mit einem Kolhörster-Wulf-Strahlungsapparat, ungeschirmt und zum Teil geschirmt, zeigen eine Ionisationsabnahme mit zunehmender Breite zwischen + 55 bis + 70° und lassen darauf schließen, daß eine Zone größter Intensität der Höhenstrahlung zwischen + 50 und + 60° geomagnetischer Breite existiert, ganz entsprechend wie bei Nordlichtern. Es würde dies Verhalten für die korpuskulare Auffassung der Höhenstrahlung sprechen.

Kolhörster.

W. S. Pforte. Zur Struktur der Ultrastrahlung. I. *ZS. f. Phys.* **65**, 92—101, 1930, Nr. 1/2. Eine vollautomatisch registrierende Kompensationsanordnung mit Wulfelektrometer für zwei Ionisationsgefäße zur Messung der Höhenstrahlung bei einer Meßgenauigkeit des Ionisationsstromes von 1 bis 2⁰/₁₀₀ wird beschrieben. Die Reststrahlung dieser Anordnung im Großen Festsaal (406 m u. M.) im Berlepschschacht zu Staßfurt betrug 0,037 J unter der Annahme, daß die Höhenstrahlung in Seehöhe 1 J ausmacht. Die Schwankungen der Reststrahlung liegen unter 1⁰/₁₀₀ dieses Wertes, kommen also für die gemessenen Schwankungen der Höhenstrahlung, die ± 1 % betragen, nicht in Betracht. Diese Messungen wurden bei 25,2 bzw. 30,1 Atm. in den beiden Ionisationskammern, des kleinen Effektes wegen ohne Kompensation, ausgeführt. Ein Ionisationsstrom von 1 J (von 2 mg Radium herrührend) zeigte 0,2 % Schwankung in Übereinstimmung mit dem rechnerisch zu erwartenden Schwankungswert. Mithin sind auch die Schwankungen im Ionisationsvorgang nicht für die der Höhenstrahlung verantwortlich. Ihre Schwankungen (± 1 %) stellen eine besondere Eigenschaft der Höhenstrahlung dar.

Kolhörster.

G. Hoffmann und W. S. Pforte. Zur Struktur der Ultrastrahlung. Phys. ZS. **31**, 347—348, 1930, Nr. 8. (Vortrag 10. Tagung Gauverein Thüringen-Sachsen-Schlesien d. D. Phys. Ges., Breslau, Januar 1930.) Siehe vorstehendes Referat.

Kolhörster.

J. Clay. Ultra Radiation (penetrating radiation). III. Annual variation and variation with the geographical latitude. Proc. Amsterdam **33**, 711—718, 1930, Nr. 7. 1. Mit zwei Kolhörsterapparaten wurden die Messungen der Höhenstrahlung in Bandoeng fortgesetzt. Die Instrumente wurden teils geschirmt (8 cm Eisen + 12 cm Blei am Boden und Seiten + 4 cm Blei am Deckel), teils ungeschirmt zweimal täglich 7 und 19^h beobachtet. Die Schwankungen waren bei oben offenem Panzer größer als im geschlossenen Panzer. Zweimal wurde bereits im Mai und Juni ohne und mit Panzer eine beträchtliche Zunahme der Intensität gefunden (Steinke beobachtete ebenfalls 3 % Anwachsen). Auch die Zahl der leichten Ionen war im Mai und Juni stark erhöht. 2. Intensitätsmessungen auf den Seereisen zwischen Amsterdam und Bandoeng zeigen eine deutliche Abnahme mit abnehmender geographischer Breite, im Suez-Kanal ein ausgeprägtes Strahlungsminimum; zusammen mit Kolhörsters Messungen 1916 in Waniköe (+ 41°) und Corlins Beobachtungen zwischen + 55 und + 70° könnte man annehmen, daß die Höhenstrahlung in Europa ein Maximum aufweist. 3. Eine Methode zur Messung sehr kleiner Kapazitäten unter besonderer Verwendung eines Wulikondensators und eines hochempfindlichen Elektrometers wird angegeben und mit dieser werden die früheren zu kleinen Kapazitätswerte des Verf. korrigiert.

Kolhörster.

Paul S. Epstein. Note on the nature of cosmic rays. Proc. Nat. Acad. Amer. **16**, 658—663, 1930, Nr. 10. Die Versuche von Bothe und Kolhörster haben zu dem Ergebnis geführt, daß die Ionisationserscheinungen, an denen die Wirkung der Höhenstrahlung gemessen wird, von stark durchdringenden Korpuskularstrahlen hervorgerufen werden. Es wird untersucht, wie sich eine solche Strahlung dem erdmagnetischen Felde gegenüber verhält. Da eine exakte analytische Lösung auch nicht annäherungsweise gegeben werden kann, so wird aus den ableitbaren extremen Bedingungen die zonale Intensitätsverteilung herzuleiten versucht. Für Elektronen von 10⁹ e-Volt Energie ergeben sich zwei begrenzte Zonen um die magnetischen Pole mit etwa 32° maximalem Winkelabstand (für 10⁸ e-Volt 17°, für 2 · 10⁹ e-Volt 40°). Außerhalb dieser Zonen können die Elektronen nicht mehr die Erde erreichen. Da aber die Höhenstrahlung praktisch überall außerhalb dieser Zonen gemessen wurde, so bleiben drei Möglichkeiten: 1. die Höhenstrahlung besteht aus γ -Strahlen oder 2. aus Korpuskularstrahlen mit bedeutend höherer Energie (wenigstens 6 · 10⁹ e-Volt), oder 3. die Höhenstrahlung ist irdischen Ursprungs. Das Ergebnis der Rechnungen zeigt nur, daß Elektronen von 10⁹ e-Volt die Erde außerhalb der beiden Zonen um die magnetischen Pole nicht treffen können, aber nicht, ob der Maximalabstand von 32° auch wirklich erreicht wird.

Kolhörster.

H. P. Berlage Jr. On the electrostatic field of the sun due to its corpuscular rays. Proc. Amsterdam **33**, 614—618, 1930, Nr. 6. Unter der Annahme, daß die Sonne einen über alle Richtungen gleichmäßig verteilten Strom positiver und negativer Korpuskeln fortwährend ausstrahlt, werden analytisch Ausdrücke für Ladungsdichte und elektrostatische Feldstärke in größerer Ent-

fernung von der Sonne entwickelt. Die näherungsweise Lösung läßt zwei Fälle unterscheiden, je nachdem der korpuskulare Strom schwach oder stark ist. Im letzteren Falle ergibt sich ein periodischer Ausdruck derart, daß das Verhältnis der Radien zweier aufeinander folgender Splären mit überwiegend positiven bzw. negativen Partikeln konstant ist. Dies erinnert an das annähernd konstante Verhältnis aufeinanderfolgender Planetenbahnen und soll mit kosmogonischen Folgerungen des Verf. in einer nächsten Abhandlung besprochen werden.

Kolhörster.

Bruno Rossi. On the Magnetic Deflection of Cosmic Rays. Phys. Rev. (2) **36**, 606, 1930, Nr. 3. Das von Mott-Smith (Phys. Rev. **35**, 1125, 1930) vorgeschlagene Experiment, die Ablenkung der Höhenstrahlung im Magnetfeld durch Zählrore zu untersuchen, ist vom Verf. bereits ausgeführt worden (Rend. Linc. **11**, 478, 1930), allerdings noch nicht mit befriedigendem Ergebnis. Deswegen soll der Versuch in neuer Anordnung wiederholt werden, wobei die magnetisierten Eisenblöcke so zwischen den Zählrohren angebracht sind, daß sie die Höhenstrahlungsteilchen entweder auf den unteren Zähler konzentrieren oder von ihm ablenken. Es besteht die Schwierigkeit, ob die Induktion den mittleren Wert der ablenkenden magnetischen Kraft darstellt. Ist die Höhenstrahlung eine Elektronenstrahlung, so könnte sich die ablenkende Wirkung des Erdfeldes in einer unsymmetrischen Richtungsverteilung in bezug auf die Vertikale auswirken. Hierfür wird ein Beispiel berechnet, jedoch ohne Rücksicht auf Streuung und Geschwindigkeitsverlust der Strahlung in der Erdatmosphäre. *Kolhörster.*

G. Hoffmann und F. Lindholm. Die Sternzeitperiode der Höhenstrahlung. Naturwissensch. **18**, 816, 1930, Nr. 38. Die bisherigen Registrierungen der Höhenstrahlung in Halle bei 10 cm Bleipanzerung und Reduktion auf gleichen Luftdruck sind im Tagesverlauf sehr konstant. Bei oben offenem Panzer zeigt die weiche Komponente ein deutliches Morgen- und Vormittagsminimum. Starke Änderungen treten bei Regen auf, was auf „Radiumeffekte“ schließen läßt, aber noch eingehend nachgeprüft werden soll. Je weniger die Apparatur kompensiert ist, desto stärkere Schwankungen werden beobachtet. *Kolhörster.*

E. O. Hulburt. The penetration of ultraviolet light into pure water and seawater. Bull. Nat. Res. Council. Nr. 68, S. 61, 1929.

E. A. Birge and C. Juday. Penetration of solar radiation into lakes, as measured by the thermopile. Bull. Nat. Res. Council. Nr. 68, S. 61—76, 1929. *H. Ebert.*

Richard Willstätter. Die blaue Farbe des Meerwassers. Naturwissensch. **18**, 868, 1930, Nr. 41. Willstätter schlägt vor, auf spektroskopischem Wege zu prüfen, ob die Blaufärbung des Meerwassers nicht vielleicht auf gelöste komplexe Kupferverbindungen zurückzuführen ist. *Haurwitz.*

W. R. G. Atkins. Some geochemical applications of measurements of hydrogen ion concentration. Proc. Dublin Soc. (N. S.) **19**, 455—460, 1930, Nr. 39. Der Verf. gibt auf Grund eigener Untersuchungen eine Zusammenstellung der Wasserstoffkonzentrationen natürlich vorkommender Wässer wie folgt:

Wasserart	p_H	Bemerkungen
Kraterseewasser (Lake Kawah Idyen), Java	1,5	Freie Schwefelsäure enthaltend
Wasser aus schwarzem Torf	4	Geringe Menge nicht flüchtiger Säure
Wasser aus Moorland	4,5	Stark Kohlensäure enthaltend
Regenwasser	5,9	—
Bachwasser in moorigem Gelände	6,4	p_H -Wert steigt nach jedem Wasserfall infolge Auflösung von CO_2 an
Quellwasser aus kalkhaltigem Gestein	6,0 — 6,6	Je nach der Menge an Calciumbikarbonat und freiem CO_2
Flußwasser, kalkarm	6,5 — 7,0	Desgl. Seen
Flußwasser, kalkreich	8,0 — 8,4	Desgl. Seen
Wasser in Tümpeln	9,6	—
Seewasser an der Oberfläche	8,1 — 8,4	In Tropen höherer Wert
Seewasser in Tümpeln	8,6	—
Seewasser in 2000 m Tiefe (Atlantischer Ozean)	7,95	—
Seewasser in 1000 m Tiefe (Schwarzes Meer)	7,26	Schwefelwasserstoffhaltig
Wasser aus alkalihaltigem Boden (Sudan)	10,0	Natriumkarbonathaltig

Natürlich vorkommendes Wasser besitzt demnach im allgemeinen eine Wasserstoffionenkonzentration zwischen p_H 4 bis 9, zum größten Teil zwischen p_H 6 und 8. Der p_H -Wert von 0,01 n HCl beträgt dagegen 2, von 0,01 n NaOH 12. Diese geringe Wasserstoffionenkonzentration ist der Grund dafür, daß Metallhydroxyde in Wässern nur sehr schwer löslich oder vollkommen unlöslich sind.

Angenäherter p_H -Wert für die Ausfällung von Metallhydroxyden oder basischen Hydroxyden (A = Beginn der Ausfällung, B = starker Niederschlag.)

Kation	A p_H	B p_H	Kation	A p_H	B p_H
Ferri	3	5	Chrom	5,5	6
Zirkon	3	4	Zink	6	7
Zinn	3	4	Blei	6	7,5
Thorium	3,5	5	Seltene Erden	7	8
Uran	4	5	Mangan	8 (3,5)	8,5
Aluminium	5	6	Magnesium	10	10,5
Kupfer	5	6	Calcium	11	12
Ferro	5,1	7			

Brückner.

Katsutada Sezawa. Formation of Shallow-water Waves due to Subaqueous Shocks. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 7, 15—40, 1929, Nr. 1.

Seiti Yamaguti. On the Effect of Cyclones upon Sea Level. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 7, 115—132, 1929, Nr. 1.

H. Ebert.

Frederic Stupart, J. Patterson and H. G. Grayson Smith. Ocean surface-water temperatures. Methods of measuring and preliminary results. Bull. Nat. Res. Coun. Nr. 68, S. 76—88, 1929.

G. R. Goldsbrough and D. C. Colborne. The Tides in Oceans on a Rotating Globe. Part III. Proc. Roy. Soc. London (A) **126**, 1—15, 1929, Nr. 800.

L. Rosenhead. Tides on a Two-layer Earth. Month. Not. Geophys. Suppl. **2**, 171—196, 1929, Nr. 4.

J. Proudman. The Effects on the Sea of Changes in Atmospheric Pressure. Month. Not. Geophys. Suppl. **2**, 197—209, 1929, Nr. 4.

J. Proudman. The Forced Tides in an Ocean bounded by a Complete Meridian on a Nonrotating Earth. Month. Not. Geophys. Suppl. **2**, 209—213, 1929, Nr. 4.

Marcel Brillouin. Marées dynamiques d'un océan compris entre deux parallèles. Loi de profondeur quelconque en latitude et longitude. C. R. **189**, 5—9, 1929, Nr. 1.

Marcel Brillouin. Marées dynamiques d'un Océan compris entre deux parallèles. Loi de profondeur quelconque en latitude et longitude. Organisation des calculs. C. R. **189**, 957—960, 1929, Nr. 23.

Marcel Brillouin. Marées dynamiques d'un Océan compris entre deux parallèles. Normalisation simultanée. C. R. **189**, 1216—1219, 1929, Nr. 27.

E. Oppokow. Bilanz des Wassers in den Flußgebieten in einzelnen hydrographischen Jahren. Meteorol. ZS. **46**, 301—306, 1929, Nr. 8. Verf. behandelt die verschiedenen Gleichungen des Wasserkreislaufes in den Flußgebieten. Während über eine Reihe von Jahren gemittelt die Gleichung sehr einfach ist: Niederschlag N — Abfluß A = Verdunstung V , sind bei Betrachtung in einzelnen Monaten besondere Glieder hinzuzunehmen, die den besonderen meteorologischen Verhältnissen Rechnung tragen. Es sind dies Glieder, die als Aufspeicherung, Speisung und anderes bezeichnet werden. H. Ebert.

B. Dzerdzejevskij. Einige Resultate von aerologischen Beobachtungen am Baikalsee. C. R. Leningrad (A) 1930, S. 305—309, Nr. 12. Verf. berichtet über Untersuchungen, die im Oktober 1929 am südlichsten Teil des Baikalsees in Marituj unternommen wurden, um die aerologischen Verhältnisse bei Baikalstürmen, insbesondere bei „Gornaja“, dem orkanartigen Nordwestwind, zu ergründen, wie sie von Zeit zu Zeit von den den Baikalsee umgebenden Gebirgsketten herabwehen. In erster Linie sollten Höhenwindmessungen mit Pilotballonen gemacht werden. Die besonderen Verhältnisse gestatteten nur die Anlegung einer relativ kurzen Basis für Doppelvisierungen, so daß die zu vermessende Höhe der Pilotballone auf 1500 bis 2000 m beschränkt war. Seilkopf hat bereits die Ansicht ausgesprochen, daß der Wind vom Ufer zum See ein Fallwind sein müsse: das ergibt sich auch aus den Messungen des Verf. Die Fälle mit starkem Winde in den untersten Schichten aus Nordwestrichtung zeigen darüber Windabnahme entsprechend der Lage von Marituj am Nordufer des Sees. Die theoretischen Ballonhöhen sind größer als die tatsächlich gefundenen, wenn der Wind vom Ufer zum See weht. Dagegen sind die theoretischen Ballonhöhen kleiner als die gemessenen Werte, wenn der Wind vom See zum bergigen Ufer weht, wobei in einer Höhe von rund 2000 m die positive Abweichung verschwindet.

Die in dieser Höhe gefundenen Werte von Windrichtung und Windstärke stimmen auch mit denen der Station Werchneudinsk überein, die keinerlei Störungen der Art hat, wie sie an der Baikalstation vorhanden sind. Wind vom Ufer her zeigt weiter in den unteren Schichten Linksdrehung, Wind vom See her dagegen Rechtsdrehung. Drachenaufstiege kamen bei Gornaja nicht zur Ausführung; die gemachten Versuche hatten mehr orientierenden Charakter.

K. Keil.

Mezin. Cinématique des éléments de lignes et de surfaces d'égale cote appliquée à la Météorologie. C. R. 191, 555—557, 1930, Nr. 14. Kurze mathematische Behandlung zeitlich variabler Linien oder Flächen gleichen Zustandes.

K. Jung.

D. N. Harrison. The Ozone in the Earth's Atmosphere. Nature 124, 58—61, 1929, Nr. 3115.

H. Ebert.

S. Chapman. A theory of upper-atmospheric ozone. Memoirs Roy. Meteor. Soc. London 3, 103—125, 1930, Nr. 26. Es wird eine quantitative Theorie des Gleichgewichts und der Veränderungen des Ozons und des atomaren Sauerstoffs in der höheren Atmosphäre entwickelt. Im Anschluß an eine kurze Zusammenfassung der Beobachtungsergebnisse wird erwähnt, daß die langsame jährliche Variation des Ozons durch eine sehr kleine systematische Komponente der Höhenwinde erklärt werden könnte; da darüber vorläufig wenig bekannt ist, wird diese Möglichkeit des Transports größerer ozonisierter Luftmassen in der Diskussion aber nicht berücksichtigt. Für die Rechnung wird angenommen, daß das Ozon gleichförmig über eine 10 km dicke Schicht verteilt wäre, die dieselbe Dichte hat wie die Luft im Niveau größter O_3 -Konzentration. Konvektion und Diffusion werden abgeschätzt und vernachlässigt. Der thermische Zerfall von Ozon ($2 O_3 = 3 O_2$) wird diskutiert; er kann vernachlässigt werden, außer vielleicht in Verbindung mit der 11jährigen Periode. Die O_3 -Bildung wird vorwiegend der Strahlung von 1300 bis 1800 Å zugeschrieben; der Zerfall ist die Wirkung längerer Wellen, 2300 bis 2900 Å. Die Intensität in diesen Banden wird als nicht sehr verschieden von der Annahme einer Sonnentemperatur von 6000° angenommen; die photoelektrische Wirksamkeit der Strahlungen wird als nicht sehr gering angesehen. Dann würde bei Tage der Zerfall des Ozons seine Menge erheblich verringern, wenn er nicht durch rasche Neubildung ($O + O_2 = O_3$) kompensiert würde. Die Tatsache, daß die tägliche Variation des O_3 -Gehalts unmerklich ist, gestattet, eine untere Grenze für die Geschwindigkeit dieser Neubildung abzuschätzen. Bei Tage sind die meisten O-Atome durch Zerfall von O_3 entstanden. Außer durch Neubildung von O_3 verschwinden sie auch durch die Reaktionen $2 O = O_2$, $O + O_3 = 2 O_2$. Die verschiedene Geschwindigkeit dieser Prozesse wird diskutiert; bei passenden Werten für die Reaktionswahrscheinlichkeiten kann die beobachtete jährliche Variation des O_3 erklärt werden.

J. Bartels.

S. Chapman. On Ozone and Atomic Oxygen in the Upper Atmosphere. Phil. Mag. (7) 10, 369—383, 1930, Nr. 64. Chapman untersucht in einer theoretischen Arbeit die Verteilung des atomaren und molekularen Sauerstoffs und des Ozons in den oberen Schichten der Erdatmosphäre. Durch die Ultraviolettstrahlung von 1300 bis 1800 Å des Sonnenlichtes und vielleicht auch durch Korpuskularstrahlung wird O_2 in 2 O zerlegt. Der atomare Sauerstoff kann mit O_2 Ozon bilden oder zwei O-Atome können wieder zu O_2 werden. Wegen der Energiebilanz sind diese Reaktionen nur bei Dreierstößen möglich. Weiter können die

Umsätze von 2 O_3 zu 3 O_2 und von $\text{O} + \text{O}_3$ zu 2 O_2 stattfinden. Durch die Einwirkung der Wellen von 2300 bis 2900 Å wird O_3 zu $\text{O}_2 + \text{O}$ zerlegt. Aus der Änderung der Strahlungsintensität mit der Höhe und aus der Abnahme der Luftdichte, welche das Vorkommen von Dreierstößen beeinflußt, schließt nun Chapman auf die Verteilung der beteiligten Sauerstoffkomponenten. Während die numerischen Ergebnisse mancher unkontrollierbarer Annahmen wegen nicht ganz sicher sind, werden zwei Ergebnisse als feststehend bezeichnet: Das Bestehen von Ozon ist nur möglich, wenn Sauerstoff durch Ultraviolett dissoziiert wird. In sehr großen Höhen kann die Vereinigung der Dissoziationsprodukte mit O_2 nur langsam vor sich gehen, daher ist dort die Konzentration von Ozon gering und die von atomarem Sauerstoff groß, sogar größer als von O_2 . Nach unten nimmt der Ozongehalt rasch zu. Die Zunahme ist besonders groß da, wo turbulenter Austausch beginnt.

Frankenberger.

Wilhelm Anderson. Über die Bildung des Ozons in den höchsten Atmosphärenschichten. Phys. ZS. 30, 485—487, 1929, Nr. 15. Die zonale Verteilung des Ozons (viel am Pol, wenig am Äquator) schließt sowohl die ultraviolette Sonnenstrahlung wie auch die Gewitter als Ozonisator der Atmosphäre aus. Die Nordlicht verursachende Korpuskularstrahlung, die an sich Ozon bilden kann, ist nun deswegen zur Erklärung ungeeignet, weil Nordlichter oberhalb 80 km, Ozon aber vorwiegend zwischen 30 und 50 km Höhe beobachtet werden. Ein Absinken der Ozonteilchen unter der Einwirkung eines beschleunigenden elektrischen Feldes lehnt der Verf. ab und gibt folgenden Ausweg für die Erklärung: Unter Annahme der von B. Gutenberg berechneten Werte für die Drucke oberhalb 30 km und den daraus bestimmten Partialdrucken für Sauerstoff werden die gebildeten Ozonmengen berechnet, indem ein eig. $3,362 \cdot 10^{-11} \text{ g}$ Ozon bildet. Besteht die wirkame Energie in Elektronenstößen, so wird nur ein Bruchteil der Energie zur Ozonbildung ausgenutzt. Durch die Berücksichtigung der Absorption der Energiestahlung infolge der übrigen Gase der Atmosphäre ergibt sich ein Maximum der Ozonbildung in einer gewissen Höhe wie folgt:

in 30 km	12	} $\cdot 10^{-23} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{sec}^{-1}.$
„ 40 „	4125	
„ 50 „	6316	
„ 60 „	2969	
„ 70 „	1249	
„ 80 „	301	

Dieses Ergebnis stimmt gut überein mit der Auffassung der Nordlichtemission als „verbotene“ Sauerstofflinien. Die Lichtemission erfolgt nach der Anregung durch den Stoß nach einer gewissen „Verweilzeit“. In den tieferen Schichten kommt es schon vor Ablauf dieser Zeit zu neuen molekularen Zusammenstößen, wobei eine Umwandlung der Energie in kinetische stattfindet (Ozonbildung). Aus den Unterschieden der Ozonmengen bei Tag und Nacht bzw. im Sommer und Winter läßt sich ein Schluß auf die Größe des Energiestromes ziehen. Er ergibt sich danach als mindestens von der Größenordnung $33 \text{ eig. cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$, was zu einer bedeutenden Erwärmung der oberen Atmosphäre führen müßte.

R. Mügge.

K. R. Ramanathan. Comparison of Temperatures in Stevenson Screens at Heights of 6 ft., 4 ft. and 2 ft. Scient. Notes India Meteorol. Dep. 1, 113—121, 1930, Nr. 9. Ramanathan stellte in Agra je eine Stevenson-Thermometer-Hütte 6 Fuß, 4 Fuß und 2 Fuß (0,61, 1,22 und 1,83 m) über dem Boden auf und vergleicht

ihre Temperatur- und Feuchtigkeitsangaben während eines Jahres. Während kaum Unterschiede der Feuchtigkeitsmessungen in den drei Schränken gefunden wurden, zeigt das Thermometer des untersten Schrankes meist $0,2^{\circ}$ Fahrenheit ($0,11^{\circ}$ C) höhere Temperatur als das Thermometer des mittleren Schrankes. Im Winter zeigt auch das oberste Thermometer $0,2^{\circ}$ Fahrenheit mehr an als das mittlere. Die Maximaltemperaturen nehmen besonders im Sommer von unten nach oben ab und zwar unten schneller als oben. Die Minimaltemperaturen sind unten am tiefsten, weil in den Morgenstunden am Boden eine Inversion besteht, deren Ausbildung stark von der Bewölkung abhängt. Es wird empfohlen, die Normalaufstellung von 4 Fuß auf 10 cm genau einzuhalten, um die Vergleichbarkeit der Temperaturangaben zu gewährleisten.

Frankenberger.

Barkat Ali. Comparative observations of temperature inside White painted, Unpainted and Black painted Stevenson screens. Scient. Notes India Meteorol. Dep. 2, 1—11, 1930, Nr. 11. Barkat Ali vergleicht die Temperatur- und Feuchtigkeitsangaben von Thermometern, die in weiß gestrichenen, ungestrichenen und schwarz gestrichenen Hütten befestigt sind. Während die gemessene Feuchtigkeit und Minimaltemperatur von der Beschaffenheit der Hütte nicht abhängt, ist die Maximaltemperatur in der schwarz gestrichenen Hütte bis zu $0,8^{\circ}$ F ($0,45^{\circ}$ C) höher als in der weiß gestrichenen Hütte. Die ungestrichene Hütte liefert fast die gleichen Werte wie die weiß gestrichene.

Frankenberger.

P. R. Krishna Rao. Distribution of Temperature in the lower Stratosphere. Scient. Notes India Meteorol. Dep. 1, 123—136, 1930, Nr. 10. Krishna Rao untersucht die Temperaturverteilung der unteren Stratosphäre über neun verschiedenen Orten der Erde. Es ergeben sich drei ausgeprägte Schichten, erstens das Gebiet der Inversion, zweitens das Gebiet der Isothermie und drittens ein Gebiet mit ansteigender Temperatur. Einer Arbeit Braaks (Nature 5, 6, 1914) folgend, erklärt der Verf. das Zustandekommen der Inversion dadurch, daß der turbulente Austausch der Troposphäre je nach seiner Energie das Gebiet gleicher äquivalent potentieller Temperatur überschreiten kann und dadurch die untere Stratosphäre unter die Temperatur des Strahlungsgleichgewichtes abkühlt. Diese Erklärung ermöglicht es, die Stärke und Mächtigkeit der Inversion aus der Jahreszeit und der geographischen Lage des Beobachtungsortes zu verstehen.

Frankenberger.

D. Chalonge. Mesures diurnes et nocturnes de la teneur en ozone de la haute atmosphère. Journ. de phys. et le Radium (7) 1, 121 S, 1930, Nr. 8. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 296.] Die Theorie der Erzeugung und des Zerfalls des atmosphärischen Ozons läßt erwarten, daß die Menge des Ozons von der geographischen Breite, von der Jahreszeit und auch von der Tageszeit abhängt. D. Chalonge und P. Götz haben in Paris und in Arosa versucht, die tägliche Schwankung des Ozongehaltes festzustellen, indem sie die Absorption des ultravioletten Lichtes in der Atmosphäre untersuchten und zwar wurde tags Sonnenlicht, nachts Mondlicht benutzt. Es ergab sich dabei, daß der Ozongehalt bei Nacht der gleiche ist wie am Tage.

Frankenberger.

Jean Lugeon. Ionisation et champ électrique à El Goléa; l'éclair visible à 888 km; mirages en automobile; condensation dans les dunes du Grand Erg. C. R. 191, 216—218, 1930, Nr. 4. Lugeon fand in der Sahara (El Goléa) 1660 Kleinionen positiven und 819 Kleinionen negativen Vorzeichens pro Kubikzentimeter. Die Zahl an Großionen pro Kubikzentimeter

war 15200 bzw. 15000. Die mittlere Feldstärke war 59 Volt/m. Weiter berichtet Lugeon über Luftpiegelungen, welche die 800 km entfernten unter dem Horizont gelegenen Erhebungen des Atlas sichtbar machten, und über die Ausbildung ausgeprägter Inversionen (12°) über den Sanddünen. *Frankenberger.*

E. Huguenard, A. Magnan et A. Planiol. Sur une méthode de mesure de la turbulence de l'atmosphère. C. R. 190, 1437—1439, 1930, Nr. 24. E. Huguenard, A. Magnan und A. Planiol registrieren zur vollständigen Bestimmung der atmosphärischen Turbulenz die mittlere Windgeschwindigkeit, die momentanen Beschleunigungen, die Richtung und die Winkelgeschwindigkeit des Windes. Aus den Registrierungen konstruieren sie den Vektor der Beschleunigung. Sie geben eine Figur, in welcher der Verlauf von Größe und von Richtung der Beschleunigung gegen die mittlere Windrichtung während einer Sekunde eingetragen ist. Aus ihr läßt sich erkennen, daß nicht nur periodische Änderungen des Windes, sondern auch Wübelerscheinungen mit plötzlicher Änderung der Drehungsrichtung vorkommen. *Frankenberger.*

Ferd. Travniček. Der jährliche Gang von barometrischer Unruhe. (Allgemeines, „Gebirgsstörung“ und „Säkulareffekt“). Meteorol. ZS. 47, 263—270, 1930, Nr. 7. Travniček untersucht den jährlichen Gang der barometrischen Unruhe. Durch die Auswahl geeigneter Stationen (Vardö, Frankfurt a. M., Salzburg und Sonnblick) gelingt es ihm, zu den bereits bekannten Komponenten der barometrischen Unruhe einen Gebirgsstörungs- und einen Säkulareffekt nachzuweisen. Die Gebirgsstörung wird erklärt durch die Abkühlung der Luft über den Schneedecken der Gebirge. Das in seinen Ursachen noch ungeklärte Säkulärphänomen ist vorwiegend an die Jahreszeiten Sommer und Winter gebunden. *Frankenberger.*

J. M. Angervo. Einige aus der Luftdruckverteilung herleitbare Gesetzmäßigkeiten bei der Bewegung der Hoch- und Tiefdruckzentren. Meteorol. ZS. 47, 354—364, 1930, Nr. 9. Mit Hilfe von Methoden, die den in der Interpolations- und Differenzenrechnung gebrauchten ähnlich sind, zieht der Verf. Schlüsse, die die Bewegungsgeschwindigkeit und die Bewegungsrichtung der Hoch- und Tiefdruckgebiete betreffen. Ferner führt Verf. einige Beispiele für seine Rechnungen an. *Haurwitz.*

H. Koschmieder. Beiträge zur meteorologischen Aerodynamik. II. Das Stromfeld um einen Hügel in Abhängigkeit von der Anströmung. Meteorol. ZS. 47, 345—353, 1930, Nr. 9. Die zweidimensionale Strömung um ein Hindernis wird unter Vernachlässigung der Dichteveränderlichkeit mit der Höhe, aber unter Berücksichtigung der Windänderung untersucht. Zur Untersuchung des Potentialstromfeldes wird eine von v. Kármán und anderen ausgearbeitete Methode benutzt, daneben noch das Verfahren der elektrischen Bilder. Die Resultate beider Verfahren stehen in Einklang miteinander. Das Stromfeld mit konstanter Rotationsgeschwindigkeit wurde nach dem Maxwell'schen Verfahren durch Überlagerung eines potentiallosen Rotationsfeldes und eines rotorlosen Dipolfeldes gewonnen. Tatsächlich scheint ein Einfluß der vertikalen Windverteilung auf das Stromfeld beobachtet worden zu sein. *Haurwitz.*

W. Pepler. Aerologische Strömungsforschungen im Hochtal von Arosa. Naturwissensch. 18, 812—816, 1930, Nr. 38. Der Verf. schildert zunächst, warum neben den Beobachtungen der Bergstationen (Säntis, Zugspitze) noch

besondere aerologische Messungen im Alpengebiet notwendig sind. Er weist auf die Unterschiede hin, die frühere Bearbeitungen zwischen Bergbeobachtungen und Messungen der Drachenstation am Bodensee darzulegen haben und betont die Bedeutung der Strömungsvorgänge für Luftverkehr, Klima und Medizin. Für den letzten Punkt wird insbesondere der Einfluß des Föhns auf den menschlichen Organismus zur Sprache gebracht. Bemerkenswert ist die Vermutung des Verf., daß die Wirkung des Föhnwindes auf meteoropathisch veranlagte Menschen an Luftmassen mediterranen Ursprungs geknüpft sei. Das erklärt, daß ein Föhn, der in der Höhe über einem Kaltluftsee fließt, bemerkbar wird. Ein Föhn, der am Nordrande der Alpen nur bis zu geringer Höhe hinaufreicht, wobei darüber Nordwind weht, also Föhn ohne Lufttransport aus Mitteleuropaländern, darf dagegen keine derartige Wirkung zeigen. Sodann berichtet der Verf. über die am Lichtklimatischen Observatorium in Arosa veranstalteten Höhenwindmessungen, wobei Einzelheiten über die Strömungsvorgänge in diesem Gebiet zur Sprache gebracht werden: wesentlich für die klimatische Wirkung des Lufttransportes im Tal von Arosa sind die örtlichen orographischen Verhältnisse und der Einfluß des Bergmassivs auf den Wind kann bis 5000 m Höhe hinauf nachgewiesen werden. Endlich wird die Bedeutung des Alpenhochs für das Klima hervorgehoben. *K. Keil.*

F. Albrecht. Der Wärmeumsatz durch die Wärmestrahlung des Wasserdampfes in der Atmosphäre. *ZS. f. Geophys.* **6**, 421—435, 1930, Nr. 4/7 (Ad. Schmidt-Festschrift). Die Messungen selektiver Absorption langwelliger Strahlung durch Wasserdampf, welche Fowle und Hettner ausgeführt haben, werden von Albrecht bearbeitet und mit den erhaltenen Absorptionskoeffizienten der Strahlungslaufstrecke von Erdboden und Atmosphäre für einen Sommertag berechnet. Aus dem Ergebnis wird geschlossen, daß auch der Gehalt der Luft an Wasserdampf die Höhe der Stratosphären Grenze bestimmt.

Frankenberger.

H. B. Maris. The Carbon Dioxide Theory of the Ice Ages. *Phys. Rev.* (2) **35**, 1016—1017, 1930, Nr. 8. Ein kurzer Bericht des Autors über seine Untersuchung (*Terr. Mag. and Atmos. Elec.* **33**, 253, 1928) über den Einfluß des Kohlendioxidgehaltes der Luft auf die Wärmebilanz der Erde. Auf Grund einer mir unklaren Gleichung $T' = f(1 + \alpha n)/a\sigma$ (n = Zahl der Moleküle in einer vertikalen Säule, α = atomarer Absorptionskoeffizient, a = Absorptionskoeffizient der Erdoberfläche, σ = Boltzmannkonstante, f = konstanter Wärmeeintrag an der Erdoberfläche) sucht Maris die von zahlreichen Autoren widerlegte Behauptung eines Einflusses des Kohlendioxidgehaltes auf die Entstehung der Eiszeiten wieder zu stützen.

Lauscher-Wien.

G. Gyllström. Über Diskontinuitätslinien. *Gerland. Beitr.* **26**, 162—166, 1930, Nr. 2. Eine vorläufige Mitteilung über eine Erweiterung des Frontenschemas. Die Haupttrennungslinie zwischen dem warmen und kalten Gebiet nennt Gyllström die „Konditionale“; senkrecht zu ihr gibt es ein System paralleler „Fronten erster Ordnung“, zu denen wieder ähnliche Frontensysteme höherer Ordnung gehören.

Lauscher-Wien.

A. Kaigorodoff. Über die Wärmebilanz der Erde. *Meteorol. ZS.* **47**, 305—312, 1930, Nr. 8. In einer rein rechnerischen Untersuchung macht sich der Verf. den Vorgang der Erdausstrahlung und der atmosphärischen Gegenstrahlung plausibel. Er nimmt an, die Atmosphäre absorbiere die Kurzstrahlung der Sonne im Betrag β , die langwellige dagegen vollkommen, sende jedoch den Bruchteil α wieder zur Erde zurück. In einem eigenartigen Schema wird dann der „End-

zustand des Strahlungsumtausches“ zwischen Sonne, Atmosphäre, Erde, Atmosphäre und Weltenraum abgeleitet. Von der Sonne kommt der Betrag Q , dieser wird aufgeteilt in $(1 - \beta) \cdot Q$ (zur Erde) und $\beta \cdot Q$ (zur Atmosphäre). Die von der Erdoberfläche ausgestrahlte Menge $(1 - \beta) \cdot Q$ wird von der Atmosphäre ganz absorbiert, so daß diese eine Wärmemenge $\beta \cdot Q + (1 - \beta) \cdot Q$ zu vergeben hat. Hiervon kommt der Bruchteil $\alpha \cdot Q$ zur Erde zurück, während $(1 - \alpha) \cdot Q$ in den Weltenraum entweicht. Nun erhält die Erde wieder von der Sonne die Wärmemenge $(1 - \beta) \cdot Q$, so daß in diesem „zweiten Prozeß“ die Erdausstrahlung $\alpha Q + (1 - \beta) \cdot Q$ ist. Nun beträgt wieder die Gegenstrahlung der Atmosphäre den Bruchteil α hiervon, die Ausstrahlung den Bruchteil $1 - \alpha$. Nach „unendlich“ vielen solchen Austauschprozessen ist ein Endzustand erreicht, der ein durch die Konstanten α und β charakterisiertes Verhältnis von Ausstrahlung E_1 und Gegenstrahlung E_3 ergibt; die Rückstrahlung in den Weltenraum ist gleich Q .

$$E_1 = Q \left(\frac{1}{1 - \alpha} - \beta \right), \quad E_3 = \frac{\alpha Q}{1 - \alpha}.$$

Eine makroquantenartige Behandlung des Energieprinzips! Bis auf einige ver-sehentliche Resultate (z. B. soll für $\alpha = 1$ die Rückstrahlung $= Q$ sein, während dann doch stets $1 - \alpha = 0$ sein muß!) entsprechen die weiteren Folgerungen aus den abgeleiteten Gleichungen einigermaßen den bekannten Emdenschen Ergebnissen, sind also durch die Untersuchungen von Ångström und Simpson bereits wesentlich verfeinert worden.

Lauscher-Wien.

Otto Tetens. Über einige meteorologische Begriffe. ZS. f. Geophys. 6, 297—309, 1930, Nr. 4/7 (Ad. Schmidt-Festschrift). Tetens weist nach, daß das Poissonsche Gesetz für adiabatische Zustandsänderungen im ganzen Trockenstadium feuchter Luft nicht nur genähert, sondern genau gilt, wenn man die gebräuchlichen physikalischen Konstanten des Wasserdampfes benutzt. Weiter entwickelt er ein graphisches Verfahren, mit dem man den Zustandsverlauf einer Luftmasse zwischen den markanten Punkten zweier benachbarter aerologischer Aufstiege ermitteln kann. Dazu werden Blätter entworfen, auf denen durch geeignete Wahl der Koordinaten die Linien gleichen Entropie- und gleichen Wasserdampfgehaltes Gerade werden.

Frankenberger.

K. Lubowsky. Das Klima im technischen Entwurf. Naturwissensch. 18, 637—640, 1930, Nr. 28. Lubowsky beweist die Wichtigkeit von Klimastudien für den Techniker und den Kaufmann. Er zeigt an Beispielen, welche große Bedeutung die Schwankungen der Klimaelemente für die Haltbarkeit technischer Erzeugnisse haben können und wie durch das Klima die günstigste Zeit und die günstigsten Gebiete für den Absatz vieler Waren bestimmt werden.

Frankenberger.

Anna Eredia. Sul coefficiente di persistenza dei giorni piovosi. Lineei Rend. (6) 11, 821—824, 1930, Nr. 9. Der Verf. berechnet auf Grund der 50jährigen Aufzeichnungen des Observatoriums des Collegio Romano 1880—1929 den Koeffizienten der Persistenz von Regentagen und findet für ihn einen ausgesprochenen jährlichen Gang mit einem Maximum im März und einem Minimum im Juli. Die größte Häufigkeit haben Gruppen von vier Regentagen. Die Ergebnisse werden mit den zum Teil abweichenden von L. Besson in Paris und von Domingo y Quilez in Saragossa verglichen.

K. Przibram.

Erich Breuer. Das Klima des Niederrheins und seiner Umgebung unter Berücksichtigung meteorologischer Tageserscheinungen (Kälteeinbrüche). Dissertation Aachen 1929, 61 S. u. 11 Tafeln.

H. Ebert.

A. Sinjagin. Eine einfache Methode zur Untersuchung der Verdunstung von Seeoberflächen. Gerlands Beitr. 27, 53—70, 1930, Nr. 1. Ein fein ausgedachter Weg zu Verdunstungsmessungen an Seen unter vollkommen ungestörten Bedingungen. In einer Trockenperiode zeigt der Abfluß eines Sees einen täglichen Gang mit einem Minimum am Nachmittag. Nimmt man an, daß die nächtliche Verdunstung gegen die während der Einstrahlungszeit zu vernachlässigen ist, so gibt die Differenz der Abflußmenge zu einer beliebigen Tageszeit, vermindert um den (höheren) Nachtwert, einen scheinbaren negativen Strom (zum See), der, geteilt durch die Oberfläche des Sees, die mittlere Verdunstungsgröße bedeutet. Sinjagin machte zur Erstanwendung seiner Methode Versuche am Toroschinsee ($\varphi = 58^{\circ} 46' N$, $\lambda = 29^{\circ} 52' E$). In einem trapezförmig ausgekleideten Abflußkanal wurde an zwei Tagen fortlaufend der Tagesgang der Strömungsgeschwindigkeit und der Seespiegelschwankungen, die für den Querschnitt des Abflusses von einiger Bedeutung sind, bestimmt. Es ergab sich an einem schönen Julitag eine Tagessumme der Verdunstung von 6,5 mm. In einer genaueren Besprechung seiner noch wenig umfangreichen Messungen zeigt Sinjagin, daß mit seiner Methode auch Details über den Tagesgang der Verdunstung und Beziehungen zu deren mannigfachen Ursachen zu erhalten sein werden. *Lauscher-Wien.*

E. Frankenberger. Über die Koagulation von Wolken und Nebel. Phys. ZS. 31, 835—840, 1930, Nr. 18. Die Bildung von Niederschlag aus Wolken geht ebenso vor sich wie die Bildung von Niederschlag bei der Koagulation kolloidaler Lösungen. In dieser Arbeit wird untersucht, wie kleine elektrische Ladungen, die man meist auf Wolkentropfen findet, die Koagulationsgeschwindigkeit beeinflussen. Weiter werden die Verzögerungserscheinungen zwischen Kondensation und Niederschlagsbildung behandelt. *Frankenberger.*

P. Villard. Sur les associations de nuages. C. R. 189, 9—11, 1929, Nr. 1. Es wird sehr ausführlich die Entstehung einer Cirruskappe über einem Cumulus, ihr Verschwinden und Überholen durch den Cumulus und dann eine Neubildung der Kappe beschrieben. Daran knüpfen sich Erörterungen über die Beteiligung der Sonnenstrahlung an den Vorgängen und das Verhalten der Wolkenelemente in der Kappe. *R. Mügge.*

C. G. Abbot. Hodgkins Fund. The Radiation of the planet earth to space. Smithson. Miscell. Coll. 82, 1—12, 1929, Nr. 3. Abbot wiederholt die Rechnungen G. C. Simpsons über die Ausstrahlung der Erde in den Weltraum, wobei er genauere Werte für die Absorptionskoeffizienten und den Wassergehalt der Atmosphäre benutzt, welche sich aus den Messungen von Fowle und Abbot ergaben. Die Strahlung der Atmosphäre und des Erdbodens können dabei getrennt behandelt werden. Es ergibt sich, daß bei klarem Himmel die Atmosphäre am Äquator 0,220, der Erdboden am Äquator 0,105 cal/cm². min ausstrahlt. An den Polen sind die beiden Komponenten 0,129 bzw. 0,096 cal/cm². min. Die Gesamtausstrahlung ist nahezu ebenso groß wie die von Simpson errechnete. *Frankenberger.*

J. Maurer. Die Strahlungswirkung heißer Sommer, beobachtet im Hochgebirge. Meteorol. ZS. 46, 24—25, 1929, Nr. 1. Es wird über die Schnee- und Eisschmelze in den Schweizer Alpen in dem ungewöhnlich heißen Juli des Jahres 1928 berichtet. In diesem Monat wurde der normale Wärmedurchschnitt auch in großen Höhen um fast 4° überschritten. Die gesamte durch direkte Sonnenstrahlung und diffuse Himmelsstrahlung auf die horizontale Quadrat-

meterfläche entfallende Wärmemenge berechnet sich für diesen Monat auf 200000 k al, 60 % mehr als im Juli des Vorjahres. Die Folge war ein fast allgemeiner Rückzug der Gletscher. Die Schneegrenze war im Wallis bis weit über 3000 m hinaufgezogen. Die starke Schneeschmelze am Titlisgipfel wird in vier Photographien aus den Sommern 1889, 1895, 1911 und 1928 gezeigt. *Hermann.*

Konrad Büttner. Sonnenstrahlungsmessungen auf dem Brandenburger Haus (3300 m). Meteorol. ZS. 46, 25—27, 1929, Nr. 1. Bericht über Messungen der Absolutbeträge der Sonnenstrahlung und der Strahlung in vier durch Lichtfilter getrennten Spektralbereichen mit dem Michelson-Marten-Aktinometer. Vergleichsmessungen mit dem Ängströmpyreheliometer und Messungen im Laboratorium bei Drucken zwischen 750 und 300 mm Hg ergaben keine Luftdruckabhängigkeit der Aktinometerangaben. Als Höchstwert der Sonnenstrahlung, bezogen auf mittlere Sonnenentfernung, wurden 1,70 cal/min. cm² gemessen. Die Intensität in einzelnen Spektralbereichen bei verschiedenen Sonnenhöhen ist für einen Tag angegeben. *Hermann.*

Konrad Büttner. Strahlungsmessungen im Flugzeug. Naturwissensch. 17, 877, 1929, Nr. 45.

Konrad Büttner. Messungen der Sonnen- und Himmelsstrahlung im Flugzeug. Meteorol. ZS. 46, 525—527, 1929, Nr. 12.

Konrad Büttner. Strahlungsversuche im Flugzeug. Beitr. z. Physik der fr. Atmosphäre 16, 156—162, 1930, Nr. 2. Bericht über die Ausbildung einer Meßtechnik für Strahlungsmessungen im Höhenflugzeug bis 5500 m. Es handelt sich um Messungen der gesamten und gefilterten Sonnenstrahlung, der Himmelsstrahlung, Ausstrahlung und Rückstrahlung von unten. Die benutzten Apparate und ihre Montierung im Flugzeug sind beschrieben. Es wurde ein für diese Messungen besonders geeignetes Michelsonsches Bimetallaktinometer neu konstruiert, bei dem durch Gegeneinanderschaltung von zwei gleichen Lamellen der Nullpunktsgang bei Temperaturänderung während einer Meßreihe ausgeschaltet ist; die Visierung auf die Sonne ist vom selben Okular möglich wie die Fadenablesung. Die Messungen waren bei jedem Wetter möglich. Für einen fast wolkenlosen Tag werden Strahlung und Trübungsfaktoren in verschiedenen Höhen angegeben. Außerdem sind Ergebnisse von Albedomessungen auf Langstreckenflügen angeführt, z. B. 9 % für Wasser, 14 % für Wiesen und Felder, 9 % für hellen, 4,5 bis 7 % für dunklen Wald. *Hermann.*

J. R. Ashworth. Ultra-Violet Light and Atmospheric Pollution. Nature 126, 243, 1930, Nr. 3172. Von Bower wurde beobachtet, daß in Industriestädten am Sonntag die Einstrahlung ultraviolettten Lichtes 12 % größer ist als an Wochentagen. Weiter fand man, daß die Abscheidung von Ruß an Sonntagen etwa 29 % geringer ist als an Arbeitstagen. Der Verf. Ashworth untersucht die Ultraviolettstrahlung an Küstenorten, die fast frei von Ruß sind. Hier ist die Einstrahlung Sonntags etwa 3 bis 4 % geringer als an Wochentagen. Ashworth erklärt diese geringere Einstrahlung durch die Lichtabsorption der atmosphärischen Beimengungen, welche der Wochenendverkehr erzeugt. *Frankenberger.*

Konrad Büttner und Erika Sutter. Der Einfluß des Großstadtdunstes auf das Strahlungsklima, insbesondere im Ultraviolett. Naturwissensch. 17, 652, 1929, Nr. 33.

Konrad Büttner. Der Einfluß des Großstadtdunstes auf die Sonnen- und Himmelsstrahlung. Meteorol. ZS. 46, 521—525, 1929, Nr. 12.

E. Sutter. Der Einfluß des Großstadtdunstes auf das Strahlungsklima, insbesondere im Ultraviolett. Strahlentherapie 34, 660—664, 1929.

Zur Untersuchung der schwächenden Wirkung des Großstadtdunstes auf das Sonnen- und Himmelslicht wurden nach Vergleich der Instrumente gleichzeitige und äquivalente Messungen mit Aktinometern und Photozellen in Berlin (Institut für Strahlenforschung) und Potsdam (Meteorologisches Observatorium) im Juli 1929 ausgeführt. Es ergab sich eine in allen untersuchten Spektralbereichen, auch im Ultraviolett, gleichmäßige Schwächung der Sonnenstrahlung um etwa 20 %, während die Himmelselligkeit in allen Spektralbereichen für Berlin und Potsdam dieselbe ist. Messungen der Tagessummen der Sonnen und Himmelselligkeit sind im Gang.

Hermann.

Edith Weyde. Über die Grundlagen eines neuen UV-Meß-instrumentes. Strahlentherapie 38, 378—390, 1930, Nr. 2. Als lichtempfindliches System dient die phototrope Lösung eines Triphenylmethanfarbstoffs, die sich im ultravioletten Licht bläut und im Dunkeln wieder entfärbt. Durch geeignete Wahl von Schichtdicke und Konzentration der Lösung sowie der Qualität des Glases wird eine weitgehende Angleichung des Absorptionsspektrums der Testlösung an die Erythemkurve erreicht. Auch für Sonnenlichtmessungen eignet sich die Lösung, wenn das Gebiet zwischen 3600 und 3200 Å durch ein mit Pik insäure angefärbtes Cellophanfilter eliminiert wird, welches zwischen 3200 und 2900 wieder gut durchlässig ist (unterhalb 2900 absorbiert das Pikrinsäurefilter wieder stark). Durch kalorimetrischen Vergleich mit einem Standardkeil läßt sich die Intensität der Strahlung ermitteln; in willkürlichen Einheiten gezeichnete Tabellen sind beigegeben. Vergleichsmessungen der Erythemwirkung verschiedener Lichtquellen (Hg, Kohlenbogen, Vitalux und Sonnenlicht) ergaben Ungültigkeit des Bunsen-Roscoeschen Gesetzes für die Erythemwirkung, die vielmehr bei 12 Personen dem Schwarzschildschen Gesetz (mit einem Exponenten = 0,7) folgt. (Diese Beziehung ermöglicht den Vergleich der „wahren Wirksamkeiten“, die bei Jesioneklampen am größten, bei Hanauer Hg-Lampen am kleinsten gefunden wurden.) Mit dem Instrument wurden ferner Tages- und Jalresverlauf der Ultraviolettstrahlung der Sonne gemessen und unter anderem in 2500 m Seehöhe (Flugzeug) die zwei- bis dreifache Intensität wie in der Rheinebene gefunden. Der Fehler beträgt $\pm 20\%$. Bezugsquelle: Siemens-Reiniger-Vefa.

Risse.

A. Belluigi. Sulle caratteristiche fisiche della pianura marginale appenninica modenese. Lincei Rend. (6) 11, 769—772, 1930, Nr. 8. In der apenninischen Randebene von Modena, die von den Flüssen Sec hia (Castellarano, Rubiera) und Panaro (Vignola Spilamberto, Castelfranco Emilia), im Süden von der via Emilia und dem Apennin begrenzt wird, wurden Gravitations- und erdmagnetische Messungen vorgenommen, aus denen sich eine Abhängigkeit zwischen der magnetischen Suszeptibilität und der Dichte der tiefen Massen ergibt. Zur Feststellung dieser Abhängigkeit wurde das Gebiet durch sieben parallele Geraden im Abstand von 3750 m senkrecht zum magnetischen Meridian von Modena eingeteilt, auf denen magnetische und Gravitationsmessungen vorgenommen wurden. Diese sind tabellarisch mitgeteilt. Aus ihnen ergibt sich, daß die Dichte der tiefen Massen größer als die der Massen an der Oberfläche ist, weil die magnetische Suszeptibilität in der Tiefe größer ist als an der Oberfläche. Hieraus und aus anderen Gründen wird geschlossen, daß Gips oder ihm verwandte Mineralien in der Tiefe vorhanden sein müssen. Dieser Schluß steht in Übereinstimmung mit den Untersuchungen anderer Autoren.

Tollert.

Geophysikalische Berichte

F. Hopfner. Über die Konvergenz der Reihe für das äußere Raumpotential. *Gerlands Beitr.* **27**, 36—41, 1930, Nr. 1. Der Verf. hat in einer kürzlich erschienenen Abhandlung (*Gerlands Beitr.* **25**, 336, 1930) gezeigt, daß die Entwicklung des Raumpotentials nach allgemeinen Kugelfunktionen für den Außenraum auch innerhalb eines gewissen Bereiches im Innenraum der anziehenden Masse konvergiert; in der neuen Abhandlung wird der Beweis auf einem anderen Wege wiederholt. *Hopfner-Wien.*

G. Schmerwitz. Über Prinzip und Messungen bei einer weitgehenden Empfindlichkeitssteigerung der Hebelwaage. *Phys. ZS.* **31**, 823, 1930, Nr. 18. (Vortrag im Gauverein Thüringen-Sachsen-Schlesien d. D. Phys. Ges., Halle, Juni 1930. In der Reichsanstalt für Erdbenenforschung zu Jena wird eine Hebelwaage verwendet, über deren Schneide ein Horizontalpendel (mit Zöllnerscher Aufhängung) senkrecht zum Waagebalken angebracht ist, um den senkrechten Gradienten der Schwerkraft für die geophysikalische Bodenforschung mit einer bis jetzt nicht erreichten relativen Genauigkeit von 10^{-12} bestimmen zu können. Für solche Messungen muß man den Gewichtsunterschied einer Masse bei verschiedenen Höhen feststellen. Bei einem Höhenunterschied von 0,5 m bleiben aber die besten Hebelwaagen um das Hundertfache unter der erforderlichen Genauigkeit. Mit Hilfe eines Horizontalpendels wird dagegen die absolute Empfindlichkeit und die Ablesegenauigkeit genügend vergrößert. Die Formel für die Empfindlichkeit einer Waage erhält dann im Nenner einen Subtrahend, der sich aus dem Vergrößerungsfaktor, aus der Masse und aus der Länge des Horizontalpendels zusammensetzt, wodurch die Empfindlichkeit theoretisch beliebig große Werte annehmen kann. Hat etwa das Horizontalpendel ein Gewicht von 100 mg und eine Achsenneigung von ungefähr 2°, so wird die Empfindlichkeit der Waage 200 mal so groß. Den wagerechten Gradienten der Schwerkraft erhält man bekanntlich mit derselben Genauigkeit durch Verwendung der Drehwaage von Eötvös. *Mentzel.*

E. Kohlschütter. Die Invariabilität und Abstimmung von Minimumpendeln. *ZS. f. Geophys.* **6**, 466—476, 1930, Nr. 8.

O. Meisser. Bemerkungen hierzu. *Ebenda* S. 476—477.

E. Kohlschütter. Erwiderung. *Ebenda* S. 478. Die von O. Meisser in derselben Zeitschrift (**6**, 1, 1930) abgeleitete Beziehung zwischen den Massen eines Minimumpendels und dessen von der Schneidenverlagerung abhängigen Variabilität werden genauer formuliert und praktisch herstellbaren Pendeln angepaßt. Eine Tabelle für die Variabilität wird berechnet und es werden Formeln für die Berechnung und Abstimmung von Minimumstabpendeln abgeleitet. O. Meisser zeigt in seiner Bemerkung, daß seine Formel sich leicht den praktischen Umständen anpassen läßt und dann noch ein Glied von kleinerer Größenordnung gibt, das in den Formeln Kohlschüters nicht enthalten ist. In der Erwiderung wird der Verlauf einer nicht ganz zu Ende geführten Abstimmung zweier Minimumstabpendel gezeigt. *K. Jung.*

C. A. Heiland. Bemerkungen zu der Arbeit von O. Meisser: „Ein neuer Vierpendelapparat für relative Schweremessungen.“ *ZS. f. Geophys.* **6**, 479, 1930, Nr. 8.

O. Meisser. Bemerkungen zu vorstehenden Ausführungen. *Ebenda* S. 480. Enthält Bemerkungen zur Priorität der Anwendung der photoelektrischen Registriermethode und kurze Angaben über deren Genauigkeit. *K. Jung.*

L. Rosenhead. The Annual Variation of Latitude. Month. Not. Geophys. Suppl. 2, 140—170, 1929, Nr. 3. Die Untersuchungen von Jeffreys (1916, 1924) über die jährliche Erdpolbewegung relativ zur Erde hatten ergeben, daß die theoretisch abgeleitete Breitenänderung nahezu doppelt so groß ist wie diejenige, die aus einer harmonischen Analyse der Polbewegung hervorgeht. Die Breitenvariation wurde unter der Annahme berechnet, daß die Erde homogen und starr ist. Dies war offenbar nur eine erste Annäherung; eine rohe Korrektur mit Rücksicht auf die Heterogenität der Erde wurde eingeführt. Der Verf. zeigt, daß eine Modifikation der Jeffreys'schen Theorie unter Verwendung neuerer Untersuchungen über die Konstitution der Erde (Jeffreys, 1926), über die wirkliche Polbewegung (Pollak, 1927) und über die Verteilung des Luftdrucks auf der Erde (Shaw, 1928) dazu führt, eine solche Analyse der jährlichen Breitenänderung zu geben, daß das Ergebnis sehr gut mit den Beobachtungswerten übereinstimmt. *Schmehl.*

L. J. Pessin. An Improved Soil Sampler. Science (N. S.) 72, 459—460, 1930, Nr. 1870. An Hand einer Abbildung wird ein verbessertes Gerät zur Gewinnung von Bodenproben beschrieben. Die Neuerung stellt die Erhaltung der natürlichen Schichtung sicher. *W. Keil.*

A new type of recording drum. Journ. scient. instr. 7, 327—328, 1930, Nr. 10. Es wird ein Chronograph beschrieben, der in Deutschland bereits vor Jahren zur Registrierung der mittleren Windgeschwindigkeit benutzt wurde. Von einer vertikal stehenden Uhrwerkstrommel, deren Umlaufdauer verändert werden kann, wird über einen an der Trommel unten angebrachten Zahnkranz und ein Zahnrad eine vertikal stehende, mit steilgängigem Gewinde versehene Spindel angetrieben. Die Spindelmutter, die an einer Säule geführt wird, trägt zwei je durch einen Elektromagneten ablenkbare Registriefedern, deren eine das Aufzeichnen der Zeitskala besorgt, während die andere für die Registrierung beliebiger Ereignisse verwendet werden kann. Der Vorzug der Apparatur besteht darin, daß man auf einem der Trommeloberfläche entsprechenden Blatt längere Aufzeichnungen zusammengedrängt erhält; die Spuren der Aufzeichnungen liegen untereinander, die einzelnen Ereignisse markieren sich als kurze, auf der Spur nahezu senkrecht stehende Striche. *W. Keil.*

Frederico Guarducci. Sopra un metodo di orientamento astronomico indipendente della conoscenza del tempo e della latitudine locale. Mem. di Bologna (8) 6, 29—32, 1928, 29. Es wird eine Methode angegeben, die Lage des Meridians aus der Stellung zweier polnaher Sterne zu bestimmen, ohne daß die Zeit und die geographische Breite des Beobachtungsortes bekannt zu sein braucht. *K. Przibram.*

E. J. Wade. The Portable Impulse Generator. Gen. Electr. Rev. 33, 180—184, 1930, Nr. 3. Verf. beschreibt zwei Ausführungsformen eines transportablen Stoßgenerators (400 und 1000 kV) der G. E. C., welcher der Erforschung von Blitzstörungen in Freileitungsnetzen dient. Es wurde die bekannte Stoßschaltung nach Marx angewendet; eine Batterie von Ölkondensatoren (wegen des geringen Platzbedarfs günstiger als Glaskondensatoren) mit 25 kV Spannung pro Element ist zu einer Doppelreihe vereinigt, deren eines Ende an Erde liegt. Das frei bleibende Ende ist auf Stützisolatoren montiert und wird an die zu untersuchende Leitung angeschlossen. Die drahtgewickelten Ladewiderstände für die Kondensatoren haben die Größe von 10000 Ohm; die Ladestromquelle besteht aus Transformator und Glühventil. Die Gesamtkapazität für die große Stoßanlage

beträgt $0.0125 \mu\text{F}$, entsprechend einer Energie von 6000 Wsec und einer vorübergehenden Leistung von 700000 kVamp. bei 1000 kV. Der Einfluß des Wellenwiderstandes der Freileitung und die Zweckmäßigkeit verschiedener Schaltungen (einschließlich Synchronschalter) zur Auslösung der Zeitablenkung des zugehörigen Kathodenstrahloszillographen werden diskutiert.

Knoll.

H. Haalek. Die Verwendung der Elektrizität zur Erforschung des Untergrundes. Gerlands Beitr. **23**, 99—143, 1929, Nr. 1/2. Die Einleitung beschäftigt sich mit dem Grundprinzip der elektrischen Aufschlußmethode, das auf die verschiedene Leitfähigkeit der einzelnen Bausteine und Einschlüsse der obersten Erdkruste hinausläuft. Der Verf. macht aber auch auf den prinzipiellen Unterschied zwischen den anderen Aufschlußmethoden und den elektrischen aufmerksam. Die anderen (magnetischen, gravimetrischen, seismischen) sind in ihrer Anwendung mehr oder weniger zwangsläufig, während bei den elektrischen Methoden eine ganze Reihe Methoden und Kombinationen derselben möglich sind. Zu entscheiden ist über die Stromart, über die Art der Stromzufuhr und die Meßmethode, die am besten die Stromverteilung in dem räumlichen Leiter (Untergrund) erkennen läßt. Die Abhandlung gliedert sich folgendermaßen: A. Die Verwendung von Gleichstrom. 1. Die Messungsmethoden. 2. Natürliche Erdströme: a) Das Eigenpotential von Erzlagern; b) die „turbulenten“ Erdströme. 3. Künstlich zugeführter Gleichstrom. 4. Widerstandsmessungen. B. Die Verwendung von Wechselstrom. 1. Die allgemeinen Möglichkeiten. 2. Das Äquipotentiallinien-Verfahren. 3. Die elektromagnetischen Meßmethoden. 4. Phasenverschiebungsmessungen. 5. Einfluß und Anordnung der Leitungen. 6. Induktive Stromzufuhr, elektrodynamische Wellenmethode: a) Induktive Stromzufuhr; b) die elektrodynamische Wellenmethode. Schluß: Geologische Gesichtspunkte und Schwierigkeiten bei der praktischen Anwendung der Verfahren.

Conrad-Wien.

V. Conrad. Ein Ventil-Schöpfthermometer. Gerlands Beitr. **27**, 129—131, 1930, Nr. 2. Zur Messung von Wassertemperaturen in der Nähe der Oberfläche wird eine Thermometeranordnung angegeben, die für Zwecke der Praxis genügend genaue Angaben verspricht. Das Thermometer mit kleinem Gefäß reicht wohl abgedichtet in die Mitte eines zylindrischen Meßgefäßes von etwa $\frac{1}{2}$ Liter Inhalt. Der obere Deckel des Gefäßes trägt eine exzentrische Bohrung mit einem Federventil. Von letzterem reicht ein Kettchen bis zum Ende des Holzstiels, der an der Thermometerhülse befestigt ist. Das Schöpfgefäß wird mittels des Stiels bis zu einer bestimmten, am Stiel vorgesehenen Marke getaucht und durch einen Zug an der Kette wird das Wasser in den Schöpfer eingelassen.

Conrad-Wien.

R. W. Wrigley. On Changes of Rock Temperatures and Irregularities of the Earth's Rotation. Proc. Edinburgh **50**, 153—165, 1930, Nr. 2. In der Nähe von Edinburgh (Calton Hill) werden seit 1837 Felstemperaturen in vier Bohrlöchern (7,8 m, 6,4 m, 3,4 m, 2,0 m Tiefe) gemessen. Die Jahresmittel werden für Fels und Luft in einer Tabelle publiziert. Die Variationen der Felstemperaturen werden diskutiert und der Verf. kommt zu dem Schluß, daß die vielen möglichen Fehlerquellen nur einen kleinen Teil der beobachteten Variationen verschulden können; auch nach Abzug der durch die Schwankungen der Oberflächentemperatur verursachten Temperaturvariationen im Felsinnern bleibt noch immer eine Restschwankung über. Letztere wird dann mit der Brownschen Oszillationshypothese und der Hypothese von A. Wegener in Verbindung gebracht. Der Verf. meint, daß Krustenbewegungen jeglicher Art auch Temperaturänderungen im Gesteinsmantel hervorbringen müßten. Es ist kaum nötig, darauf

weiter einzugehen, da es scheint, daß nur die Lufttemperatur, nicht die Oberflächentemperatur gemessen wurde. Gerade letztere schiene aber für die Diskussion der Temperaturvariationen ausschlaggebend, so daß man vorderhand zu keinem rechten Urteil kommen kann.

Conrad-Wien.

Georg von Hevesy. The age of the earth. Science (N. S.) **72**, 509—515, 1930, Nr. 1873. Die Bestimmung des Alters der Erde aus den Sedimenten und aus dem Salzgehalt des Meeres ist sehr ungenau, weil man nicht durch alle geologischen Zeiten hindurch genau genug weiß, in welchem Maße die Sedimente jährlich zugenommen haben bzw. wieviel Salz dem Meere jährlich zugeführt worden ist. Deshalb sucht man nach anderen Methoden zur Bestimmung des Alters der Erde. Hierbei geht man aus von der Kant-Laplaceschen Theorie, nach der einst die Erde, wie auch andere Sterne unseres Sonnensystems, mit der Sonne vereinigt waren. Für die Bestimmung des Alters der Erde ist das wichtig, weil Schlüsse auf das Alter der Erde möglich sind, sobald das Alter der Sonne bekannt ist. Das Alter der Sonne versucht man durch Aufdeckung der Quellen der Sonnenenergie zu bestimmen. Helmholtz und Kelvin haben auf Grund der Kontraktionshypothese, nach der die Energie der Sonnenstrahlung durch Zusammenziehung der Sonnenmasse geliefert wird, ein Alter der Sonne von 50 Millionen Jahren berechnet und das Alter der Erde ebenso groß angenommen. Dieses Alter ist aber aus geologischen Gründen als viel zu klein anzusehen; dann aber hat sich auch die Kontraktionshypothese durch Beobachtungen an veränderlichen Sternen (δ Cephei) als unhaltbar erwiesen. Die Atomphysik hat nun gelehrt, daß bei der Verwandlung der Elemente Energie frei wird. Sieht man die Verwandlung der Elemente als Energiequelle der Sonnenstrahlung an, so kommt man durch Berechnung des Alters der Sonne zu einem Alter der Erde von etwa $5 \text{ bis } 10 \cdot 10^{12}$ Jahren.

W. Schneider.

Wenceslas Jardetzky. Über die Ursachen der Spaltung und Verschiebung der Kontinente. Gerlands Beitr. **26**, 167—181, 1930, Nr. 2. Der Verf. stellte schon in einer früheren Arbeit die Hypothese auf, daß die Erde sich noch zur Zeit der Bildung der Kontinente mit verschiedener, von der Achse gegen den Umfang zu wachsender Winkelgeschwindigkeit der einzelnen Schichten drehte. Hier zieht er nun Folgerungen aus dieser Hypothese und findet so Kräfte, die bei der Spaltung und Verschiebung der Kontinente wirksam gewesen sein können. Es wird ein auf Sima schwimmender kontinentaler Sialblock von sphärischer Scheibenform und mit kegelmantelförmiger Begrenzung betrachtet. Aus der gegen den Äquator zu wachsend angenommenen Winkelgeschwindigkeit der Simaunterlage folgen Druckkräfte auf die Mantelfläche und Reibungskräfte auf die Grundfläche des Kontinentalblocks, die am Äquator ostwärts und in weiter nördlichen oder südlichen Zonen westwärts wirken. Empirisch werden diese Kräfte geschätzt: der Druck $p = 0.6 \varrho v^2$ und die Reibung $k = \gamma v^2$, wo die Relativgeschwindigkeit $v = \frac{2\pi t}{T(T+t)} \cdot R$. (ϱ = Dichte, R = Erdhalbmesser, T =

Umdrehungsdauer der äquatorialen Zone des Simas, $T+t$ = Umdrehungsdauer des Blockes, γ hängt von Viskosität, von der Dichte und von der Rauigkeit der Flächen ab.) Als Folgerungen für die Gestalt der Erdoberfläche werden angegeben: Gebirgskettenbildung längs der Westseite und längs des nördlichen und südlichen Teiles der Ostseite der Kontinente; Inselarmut an der Westseite der mittleren Zone, während auf der Ostseite das unter dem Block hervorquellende Sima einzelne Teile abspalten kann; Westwanderung Amerikas; Drehung der zum Äquator nicht symmetrischen Kontinentalblöcke auf der nördlichen Halbkugel entgegen und auf

der südlichen im Sinne des Uhrzeigers; Anordnung der Inselreihen im Norden in der Richtung NW—SE, im Süden NE—SW usw. Im einzelnen ist noch zu beachten, daß auf die ganze Erscheinung auch die Polwanderungen von Einfluß waren.

F. Steinhauser.

Helmut Landsberg. Vergleich der Aufzeichnungen zweier Galitzinpendel mit verschiedener Eigenperiode. *Gerlands Beitr.* 27, 326—359, 1930, Nr. 3/4. Wie aus einer Arbeit von B. Gutenberg bekannt ist, registrieren auf dem Taunus-observatorium zwei gleiche Komponenten des Galitzinpendels, von denen das eine eine Eigenschwingung von 3 sec, das andere eine von 18 sec hat. Der Verf. untersuchte in systematischer Weise 94 Beben, die auf beiden Pendeln zur Aufzeichnung gelangt waren. Es wurde vor allem festgestellt, daß immer die kurzperiodischen den langperiodischen Wellen vorauslaufen. In mehr als der Hälfte der Fälle wies der Anfang der Vorphase überhaupt keine langperiodischen Wellen auf. Plausiblerweise zeigt daher das langperiodische Pendel Einsatzverspätungen gegen das andere. Das Verhältnis der Maximalamplitude des ersten Vorläufers in den Diagrammen beider Pendel zeigt eine Abhängigkeit von der Herdentfernung. Die Diagramme des kurzperiodischen Pendels lassen zwischen P und S unbekannte Einsätze beobachten, die „unter allem Vorbehalt“ in Laufzeitkurven vereinigt werden. Namentlich jene Wellen, die durchweg auf ihrer Bahn longitudinal laufen, zeigen vorzüglich kurze Wellen. Für Wechselwellen wird eine Häufigkeitsstatistik der Perioden gegeben. Der Schluß der Abhandlung befaßt sich noch mit Untersuchungen über die Bodenunruhe an Hand der Aufzeichnungen beider Pendel.

Conrad-Wien.

O. Somville. A propos d'une onde longue dans la première phase de quelques séismogrammes. *Gerlands Beitr.* 27, 437—442, 1930, Nr. 3/4. An Hand von sechs (reproduzierten) Diagrammen zeigt der Verf., daß zwischen $\Delta = 550$ und 1370 km ein Welleneinsatz auftritt, der sich zum mindesten durch eine starke Verlängerung der Periode auszeichnet. Die Welle wird mit PL bezeichnet. Die Laufzeiten betragen 80 Sek. für $\Delta = 500$ km und 241 Sek. für $\Delta = 1400$ km. Die Laufzeitkurve paßt sich einer Geraden sehr gut an. Es werden die Aufzeichnungen von sechs italienischen Beben der Untersuchung zugrunde gelegt.

Conrad-Wien.

C. Davison. Crust-movements connected with Tango (Japan) Earthquake of 1927. *Nature* 126, 923—924, 1930, Nr. 3189. Die Arbeit ist ein ganz kurzer Bericht über die umfangreichen Nivellierungen und Triangulationen, die vor und nach dem Tango-Erdbeben vom 7. März 1927 gemacht worden sind. Die Originalarbeiten von Professor C. Tsuboi sind in „Bulletin of the Institute“ (6, 71—83, 1929 und 8, 153—220, 338—345, 1930) veröffentlicht.

W. Schneider.

B. Brockamp und H. Mothes. Seismische Untersuchungen auf dem Pasterze-Gletscher. *ZS. f. Geophys.* 6, 482—500, 1930, Nr. 8. Die vorliegende Veröffentlichung gibt einen ausführlichen Bericht über seismische Bestimmungen der Tiefe des Gletschereises. Es wurden auf dem Pasterzegletscher mehrere Längs- und Querprofile seismisch vermessen. Verschiedene Arten von Erschütterungswellen wurden in einer bisher noch nicht erreichten Vollständigkeit festgestellt: 1. die longitudinale Welle im Eis (Geschwindigkeit 3580 m/sec), 2. die transversale Welle im Eis (1670 m/sec), 3. longitudinale Wellen, die an der Grenzfläche zwischen Eis und Gestein im Gestein gelaufen sind (5950 m/sec), 4. longitudinale und transversale Wellen, die an derselben Grenzfläche im Eis gelaufen sind, 5. reflektierte longitudinale Wellen im Eis. Die unter 3. 4 und 5 angeführten Erschütterungswellen dienen zur Bestimmung der Gletschertiefe und

geben gut übereinstimmende Werte. Ausführliche Tabellen lassen die Zuverlässigkeit der Einzelresultate beurteilen, die Laufzeitkurven, die Gletscherprofile und einige Seismogramme werden in den Figuren dargestellt. *K. Jung.*

B. Berloty. Sur la localisation des épicentres des tremblements de terre. C. R. 191, 813—816, 1930, Nr. 19. Untersuchungen von Appell und Véronnet über die Wirkung des Mondes auf die Erde lassen in 35° Breite eine mobile Zone der Erdkruste erwarten. Es wird an Hand des International Seismological Summary gezeigt, daß tatsächlich in 35° Breite ein Maximum der Epizentrenrichte liegt. *K. Jung.*

O. Barseh und H. Reich. Ergebnisse seismischer Untersuchungen in Norddeutschland. Sitz.-Ber. Preuß. Geolog. Landesanstalt Berlin 1930. 148—159, Heft 5. Vgl. Phys. Ber. 11, 2462, 1930. *J. Bartels.*

Ross Gunn. Earth-movements and terrestrial magnetic variations. Terr. Magnetism 35, 151—156, 1930, Nr. 3. In Analogie zum Verhalten eines Stromkreises mit veränderlicher Selbstinduktion werden die Ströme abgeschätzt, die bei allgemeiner Kontraktion der Erde oder bei isostatischen Vertikalbewegungen einzelner Rindenteile durch das magnetische Erdfeld induziert werden. Es wird die Vermutung ausgesprochen, daß Änderungen der Selbstinduktion der Erde bei der Erklärung der lunaren magnetischen Variationen und der Säkularvariation beachtet werden müßten. *J. Bartels.*

H. F. Johnston. Preliminary values of the annual changes of the magnetic elements in the Pacific Ocean as obtained from the Carnegie Results, 1909—1929, and the Galilee Results, 1905—1908. Terr. Magnetism 35, 157—160, 1930, Nr. 3. Tabellarische Zusammenfassung der durchschnittlichen jährlichen Änderungen der erdmagnetischen Elemente im Pazifischen Ozean. Die Genauigkeit dieser Werte wird auf 0,5' in der Deklination, 1,5' in der Inklination und 10 γ in der Horizontalintensität geschätzt. *J. Bartels.*

W. N. McFarland. Early declination-observations, Kamschatka to Bering strait. Terr. Magnetism 35, 161—164, 1930, Nr. 3. C. A. Schott hatte die 23 Deklinationsbeobachtungen der Beringexpedition zusammengestellt und durch eine Formel ausgeglichen. Die Formel wird zu einer Deklinationskarte des nordöstlichen Asien für das Jahr 1728 ausgewertet. Der vermutliche Verlauf der Säkularvariation seit dieser Zeit wird diskutiert. *J. Bartels.*

A. N. Nippoldt. Das neue Observatorium in Niemegek. Terr. Magnetism 35, 180—181, 1930, Nr. 3. Kurze Mitteilung über Einweihung und Organisation des Adolf Schmidt-Observatoriums. *J. Bartels.*

D. La Cour et Viggo Laursen. Le variomètre de Copenhague. Variomètre magnétique pour la force horizontale. Comm. Magnétiques Kopenhagen 11, 1—11, 1930. Der Magnet des neuen H-Variometers besteht aus Kobaltstahl, ist nur 8 mm lang, wiegt 0,025 g und hat ein magnetisches Moment von 0,8 I cm^3 . Die neuartige Befestigung des Magnets am Quarzfaden wird beschrieben, ferner die optische Temperaturkompensation. Hilfsmagnete werden nicht gebraucht. Aufstellung und Justierung des Instruments sind einfach; geringe Größe und niedriger Preis lassen es für die Stationen des geplanten Polarjahres 1932/33 geeignet erscheinen. *J. Bartels.*

V. H. Ryd. On the scale value and the base value of the H-vario-meter. *Comm. Magnétiques Kopenhagen* **12**, 1—11, 1930. Theorie von Bifilar- und Unifilar-Variometern ohne Hilfsmagnete. *J. Bartels.*

Cosmic data broadcast. *Terr. Magnetism* **35**, 184—185, 1930, Nr. 3. Schlüssel und Sendeprogramm für den von Washington täglich gesendeten Funkspruch mit Angaben über erdmagnetischen Störungszustand, Polarlichter, Solarkonstante, Sonnenflecken usw. *J. Bartels.*

D. W. Longfellow. The magnetic poles of the earth and the birth of the moon. *Science (N. S.)* **72**, 424—425, 1930, Nr. 1869. Im Anschluß an die Tatsache, daß der kürzeste Weg zwischen den beiden magnetischen Polen über den Pazifischen Ozean führt, vertritt der Verf. die Hypothese, daß der Mond sich dort abgelöst habe, und erwähnt weitere Gründe für diese Ansicht. *J. Bartels.*

The scientific results of the Norwegian Arctic Expedition in the Gjøa 1903—1906 under the conduct of Roald Amundsen. Part III. Terrestrial magnetism photographs. *Geofys. Publ.* **8**, 17 S. u. 191 Tafeln, 1930. Während der Gjøa-Expedition registrierte Roald Amundsen an den magnetischen Stationen Gjøahavn (King William's Land, 68.6° N, 95.9° W) vom 31. Oktober 1903 bis zum 1. Juni 1905, und King Point (Küste von Alaska, 69.6° N, 138.8° W) vom 17. Oktober 1905 bis zum 31. März 1906. An beiden Stationen wurden eisenfreie Variationshäuser gebaut, die teilweise in die Erde eingegraben wurden. Die Eschenhagenschen Instrumente waren von Ad. Schmidt ausgewählt und für den Gebrauch in so großer Nähe des magnetischen Pols mit kleinen Abänderungen versehen worden. Der Mittelwert der Horizontalintensität 1904 war nur 761 γ . Die Skalenwertbestimmungen der Variometer waren besonders schwierig; die gewöhnlichen Ablenkungsbeobachtungen waren nicht unmittelbar zu verwerten. Die Größenordnung der Skalenwerte war für D 1.2° in Gjøahavn, 8.0' in King Point, für H 12 γ , für Z 22 γ , alle pro Millimeter Ordinate. Die Temperatur schwankte in Gjøahavn im Variationshaus zwischen + 5° und - 26° im Laufe des Jahres; die tägliche Schwankung war gewöhnlich unter 1°, in King Point aber oft 6 bis 7°. Der vorliegende Band enthält die photographische Wiedergabe sämtlicher Registrierkurven, im linearen Maßstab 1 : 3.46 verkleinert, außerdem Tabellen für Basiswerte, Skalenwerte und Temperaturkoeffizienten. Dank der geringen Empfindlichkeit überschritten die Kurven nur ganz selten den Rand des Papiers. *J. Bartels.*

A. Sloutchanowsky. Die Hertzschen Gleichungen und deren Lösung für das äußere erdmagnetische Feld. *Gerlands Beitr.* **26**, 333—350, 1930, Nr. 3. Die Maxwell-Hertzschen Gleichungen für ein homogenes Medium werden transformiert auf ein in besonderer Weise rotierendes Koordinatensystem und in dieser Form diskutiert. Die elektrischen Feldkomponenten werden eliminiert; dadurch entstehen Differentialgleichungen für die magnetischen Feldkomponenten, deren Lösungen in Abhängigkeit von der Zeit als trigonometrische Reihen angesetzt werden. Es wird angedeutet, daß sich diese Überlegungen auf das äußere erdmagnetische Feld anwenden lassen. *J. Bartels.*

S. Chapman and V. C. A. Ferraro. A new theory of magnetic storms. *Nature* **126**, 129—130, 1930, Nr. 3169. Die Verf. haben untersucht, was geschieht, wenn eine neutrale, ionisierte Wolke von Teilchen von der Sonne sich der Erde

nähert. Die Ergebnisse glauben sie für eine Erklärung der Hauptphasen der magnetischen Stürme auswerten zu können. Die frühere Annahme, daß magnetische Stürme mit dem stationären Zustand einer solchen, die Erde einhüllenden Wolke zusammenhängen, muß aufgegeben werden; Stürme sind vielmehr wesentlich mit der Annäherung solcher Wolken verbunden, wobei die wichtigen Änderungen in der Wolke erst innerhalb weniger Erdradien Abstand von der Erde eintreten. Die Wolke ist ein guter elektrischer Leiter. Bei Eintritt in das erdmagnetische Feld werden elektrische Ströme in ihrer Oberfläche induziert, die das Innere der Wolke vom Erdfeld abschirmen, und deren magnetische Wirkung an der Erdoberfläche ungefähr einem magnetischen Dipol in gewisser Entfernung innerhalb der Wolke äquivalent ist. Die stromführende Schicht drängt die erdmagnetischen Kraftlinien zusammen. Bei einer Geschwindigkeit von 1000 km/sec muß die Dichte der Wolke ungefähr 10^{-22} g/cm³ sein, entsprechend 1,5 Ca-Ionen/cm³. Während der ersten Phase des magnetischen Sturms (Anwachsen der Horizontalintensität) wird die magnetische Feldenergie auf Kosten der kinetischen Energie der Wolke erhöht. In der zweiten Phase des Sturms wird die Horizontalintensität erniedrigt, und zwar durch einen westwärts gerichteten elektrischen Strom um die Erde. Dieser Ringstrom klingt dann in einigen Tagen ab (Nachstörung). Einer der wesentlichen Züge der Theorie ist der Abstand, in dem die primär elektrischen Ströme fließen, nämlich einige Erdradien; sie liegen außerhalb der Erdatmosphäre (in der sie allerdings sekundäre Ströme induzieren), aber wesentlich näher als die äquatorialen Ströme Birkelands oder Störmers. Der Zusammenhang mit der Theorie des Polarlichts soll später untersucht werden. *J. Bartels.*

J. P. H. de Kruyff. Metingen van het specifiek atmosferisch electrisch geleidingsvermogen met het Toestel van Gerdien te Lawang en de Soerabaia (I). *Natuurk. Tijdschr. Nederl.-Ind.* **89**, 469—497, 1929, Nr. 3.

J. P. H. de Kruyff. Metingen van het atm. el. gel. verm. te Lawang met het Toestel van Gerdien (II). *Natuurk. Tijdschr. Nederl.-Ind.* **89**, 498—505, 1929, Nr. 3. In Surabaya und Lawang (Java, Niederländisch-Indien) wurden Messungen des elektrischen Leitvermögens der Atmosphäre mit einem Gerdien-apparat ausgeführt. Versuche zeigten, daß die angelegte Spannung nicht größer genommen werden durfte als 55 Volt. Die mit höheren Spannungen gewonnenen Werte wurden mit Hilfe eines aus diesen Versuchen berechneten „Reduktionsfaktors“ umgerechnet. In Surabaya wurde von Juni 1926 bis April 1929 morgens gegen 11 bis 12 Uhr gemessen. Der höchste Monatsmittelwert war $\lambda = 16,6 \cdot 10^{-5}$ elst. Einh. im April 1927, der kleinste $7,2 \cdot 10^{-5}$ im September und Oktober 1926. Ein Vergleich mit den gleichzeitigen Messungen von Clay in Bandoeng lieferte für die Zeit von August 1926 bis Juli 1927 für Surabaya den Jahresmittelwert 11,5 gegenüber 23,4 in Bandoeng. Der höhere Wert in Bandoeng erklärt sich zum Teil durch die um 700 m höhere Lage dieses Ortes, zum Teil durch die Unterschiede des Monsuns an beiden Orten. In Lawang (Seehöhe 500 m) wurden vor allem im Oktober/November 1928 sowie im Juni 1929 eine Reihe von Messungen in einstündigen Intervallen ausgeführt, um den täglichen Gang zu erhalten. Es ergab sich meistens eine doppelte Periode mit dem Hauptmaximum um 4 Uhr nachts, einem zweiten in den ersten Nachmittagsstunden und mit Tiefstwerten um 6 und um 18 Uhr. Die Herbstreihe 1928 lieferte die Mittelwerte $\lambda = \lambda_+ + \lambda_- = 7,0 + 6,8 = 13,8 \cdot 10^{-5}$, die Junireihe 1929 = $8,4 + 8,7 = 17,1 \cdot 10^{-5}$. Der höchste Einzelwert war $40 \cdot 10^{-5}$, der kleinste $3,7$. Recht deutlich trat bei allen Einzelmessungen der Einfluß von Rauch und Nebel zutage. Bei Regen war das Verhältnis $q_2 = \lambda_+ / \lambda_-$ stets erheblich kleiner als 1. Auch bei starker Bewölkung nahm q_2 gegenüber den Werten bei klarem Wetter etwas ab. *K. Kähler.*

Philip Sporn. 1928 Lightning Experience on 132-Kv. Lines of the American Gas & Electric Company. Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. 49, 432—436. 1930, Nr. 6. Verf. gibt eine ausführliche tabellarische Zusammenfassung der im Jahre 1928 an einer großen Zahl von 132 kV-Freileitungen bezüglich Gewitterstörungen gemachten Erfahrungen, teilweise im Zusammenhang mit den Erfahrungen der drei vorhergehenden Jahre. Der Nutzen eines, besonders aber zweier Erdseile wurde dadurch erneut bestätigt, daß die Zahl der Abschaltungen auf ein Viertel bzw. auf ein Zehntel der ursprünglichen zurückging. Schirmkörbe an Isolatorenketten setzten an den damit ausgerüsteten Leitungen die Zahl der Lichtbogenüberschläge beträchtlich herab. Die Überschläge scheinen die Masten mit hohem Erdungswiderstand nicht zu bevorzugen. Bei Doppelleitungen blieb bei Blitzstörungen in 81 % aller Fälle die zweite Leitung intakt; Doppelleitungen sind vom Standpunkt der Blitzstörungen aus also Einfachleitungen vorzuziehen. Das Verhältnis Leitungsschaden pro Abschaltung beträgt in dem kontrollierten Netz im Mittel 1,03 gegenüber 0,72 im Jahre 1927; die Verbesserung ist wahrscheinlich auf erhöhten Schutz durch Schirmkörbe zurückzuführen. *Knoll.*

Lal C. Verman. Reflection of radio waves from the surface of the earth. Proc. Inst. Radio Eng. 18, 1396—1429, 1930, Nr. 8. Es wird der allgemeine Fall behandelt, daß eine elektrische Raumwelle, die willkürlich elliptisch polarisiert ist, schräg auf eine halbleitende Erde trifft. Durch Interferenz zwischen der einfallenden und der reflektierten Welle entsteht über dem Erdboden eine elliptisch polarisierte, stehende Welle, deren Feldstärke und deren Amplitude periodische Funktionen der Höhe sind. Nur für den Fall, daß die Erde als vollkommener Leiter aufgefaßt werden kann, wird die Feldstärke in bestimmten Höhen gleich Null. Die senkrechte Entfernung der Schichten, in denen die Feldstärke dieselben Werte aufweist, wird zu $\lambda/2 \cos \alpha$ gefunden, wo α der Winkel ist, den der einfallende Strahl mit der Vertikalen macht. Das Feld kann auch aufgefaßt werden als ein konstantes Vektorfeld, das sich mit der Geschwindigkeit $c/\sin \alpha$ in horizontaler Richtung verschiebt. Um die Übereinstimmung zwischen Theorie und Praxis zu prüfen, wurde ein Rahmenempfänger aufgebaut, dessen Rahmen in drei Koordinatenrichtungen ablesbar einzustellen war. Durch Verschiebung des Empfängers längs eines 15 m hohen Turmes konnte der Polarisationszustand der Welle in jeder Höhe festgestellt werden. An den Signalen der Station WIZ (New Brunswick, N. J.) auf $\lambda = 43$ m konnte in Ithaca N. Y. beobachtet werden, daß während der Morgenstunden der Einfallswinkel mit der Vertikalen konstant ungefähr 33° betrug und daß die Fadings lediglich Amplitudenänderungen seien. Das Verhältnis der Achsen der Polarisationsellipse änderte sich erheblich, dagegen blieb die Ebene dieser Ellipse sowie das Azimut der einfallenden Strahlen innerhalb der Meßgenauigkeit, die wenige Grade betrug, konstant. Bei anderen Stationen als WIZ war das Fading zu unregelmäßig, um konstante Ergebnisse zu erzielen.

H. O. Roosenstein.

Jean Lugeon. Le sondage simultané par les parasites atmosphériques à Zurich et au Sahara. C. R. 191, 525—527, 1930, Nr. 13. Von hundert Luftstörungen der drahtlosen Telegraphie sollen nach den Erfahrungen des Verf. 20 entfernteren Ursprungsort haben (einige tausend Kilometer), 70 einen Ursprungsort in 100 bis 1000 km und zehn sollen lokal sein, also aus weniger als 100 km stammen. Zahlenbeweise für diese Behauptungen, die mit früheren Ergebnissen nicht übereinstimmen, werden nicht gegeben. Es werden dann wie in früheren Arbeiten Methoden der horizontalen und vertikalen Sondierung der Atmosphäre mit Hilfe der Luftstörungen angegeben. Die horizontale Sondierung beruht auf folgender Vorstellung: Die Reichweite der Luftstörungen, die sich der

Verf. von einem bestimmten Herde ausgestrahlt denkt, soll nachts beträchtlich größer sein als am Tage. Infolgedessen bemerkt ein irgendwo aufgestellter Empfänger von dem Störungsherd erst etwas, wenn der ganze Strahlenweg im Dunkeln liegt. Der Verf. hat so einen zwischen New York und Florida stattfindenden Kaltlufteinbruch feststellen können. In dem Augenblicke, in dem am Störungsherd die Sonne unterging, wurden die in Zürich und in der Oase El-Golea registrierten Störungskurven einander ähnlich. Die vertikalen Sondierungen beruhen auf folgender Vorstellung: Je nach Höhe der betreffenden Schicht längere oder kürzere Zeit vor Sonnenaufgang oder nach Sonnenuntergang am Empfangsorte schneiden die Sonnenstrahlen, die die Erde gerade tangieren, senkrecht über dem Empfangsorte durch die in Frage kommende Schicht hindurch. Jeder in diesen Schichten (Inversionsschichten, ionisierte Schichten in der oberen Troposphäre, Grenze der Troposphäre, Ozonschicht, Heavisideschicht) entstehende Dämmerungsgürtel soll nun einen Buckel in der Störungskurve hervorrufen, und aus der zeitlichen Lage dieses Buckels und dem Sonnenstande läßt sich die Höhe der wirksamen Schicht berechnen. Es wird nun die Höhe der Heavisideschicht sowie der Ozonschicht und der Troposphäre über Zürich und El-Golea auf Zehntel Kilometer berechnet. Als Mittelwert ergibt sich für Zürich 98,2 km, für El-Golea 114,7 km. Das Gesetz der Neigung der Schichten nach den Polen zu soll also auch für die Heavisideschicht gelten.

Schindelbauer.

Joseph Larmor. Wireless Reflections and Echoes. *Nature* **126**, 504, 1930, Nr. 3179. Der Verf. macht — angeregt durch eine Bemerkung von Lord Rayleigh (Theory of Sound II, § 270) — darauf aufmerksam, daß lange elektrische Wellen schlierendurchsetzte Atmosphäre (heterogenous atmosphere of the lumpy type) besser durchlaufen als kurze Wellen, deren Länge vergleichbar ist mit der Ausdehnung der Schlierengebiete. Bei Reflexion von Wellen in einer Grenzschicht liegen die Dinge anders: lange Wellen werden besser reflektiert als kurze, da die Reflexion nur dann merkbar wird, wenn die Eigenschaften des Mediums sich innerhalb eines Bereichs nennenswert ändern, dessen Tiefenausdehnung klein gegen die Wellenlänge ist.

F. Trendelenburg.

R. W. Wood. Ball Lightning. *Nature* **126**, 723, 1930, Nr. 3184. Verf. beschreibt die Erscheinung eines Kugelblitzes nach dem Bericht eines Augenzeugen, den er gesprochen hat, und bedauert, daß von diesem der Kugelblitz, der in Reichweite war, nicht berührt worden ist.

G. Herzberg.

A. Russell. Ball Lightning. **H. Southorn.** Zusatz hierzu. *Nature* **126**, 809, 1930, Nr. 3186. Unter Bezugnahme auf den oben referierten Nature-Brief von Wood wird davor gewarnt, einen Kugelblitz zu berühren. Es wird an Fälle erinnert, in denen Personen durch einen Kugelblitz umgekommen sind. Der zweite der Verff. berichtet kurz über einen weiteren Kugelblitz, dessen Nebenumstände beschrieben werden.

G. Herzberg.

Ernst Brüche. Modellversuche mit sichtbaren Elektronenstrahlen zu Störmers Theorie des Polarlichtes und des „Weltraumechos“. *Naturwissenschaft.* **18**, 1085–1093, 1930, Nr. 50. Im engen Anschluß an eine Veröffentlichung Störmers über Kurzwellenechos (*Naturwissenschaft.* **17**, 643, 1929; vgl. *Phys. Ber.* **10**, 2167, 1929) und nach kurzer Darstellung der inzwischen bekannt gewordenen experimentellen Daten über die Echos werden Modellexperimente mit sichtbaren Elektronenstrahlen mitgeteilt, die das Ziel haben, die Störmersche Theorie der Kurzwellenechos und des Polarlichtes zu verifizieren. An einer Reihe

photographischer Aufnahmen werden die Aufwicklung des Elektronenstrahls um ein Kraftlinienbündel, die scharfe Grenze des Elektronentorus und seine Form, die Kreisbahn und andere ebene und räumliche Bahnen diskutiert. Die Versuche ergeben nirgends einen Gegensatz zu Störmers mathematischer Theorie des Polarlichts.

Brüche.

E. Brüche. Experimente zu Störmers Polarlichttheorie. Phys. ZS. **31**, 1011—1015, 1930, Nr. 22. (Vortrag Physikertag Königsberg 1930.) Abriß der Untersuchungen des Verf., deren Ziel es ist, die von Störmer berechneten Bahnen zur Polarlichttheorie durch Experimente mit fadenförmigen Elektronenstrahlen zu verifizieren. Die Untersuchungen, auf die gelegentlich der Hauptveröffentlichung in der ZS. f. Astrophys. näher eingegangen werden soll, sind durch einen kurzen Bericht über ältere Experimente zur Herstellung enger Strahlenbündel und über ältere Experimente zur Polarlichttheorie ergänzt.

Brüche.

E. Brüche und W. Ende. Demonstrationsversuche zu Störmers Polarlichttheorie. Phys. ZS. **31**, 1015—1016, 1930, Nr. 22. (Vorführung Physikertag Königsberg 1930.) Kurze Beschreibung der im Zusammenhang mit vorstehend referiertem Vortrag in Königsberg vorgeführten zwei Experimente. Die erste Apparatur gestattet, die Rückkehr eines Elektronenstrahls bei Annäherung an einen Pol und den Elektronentorus, die zweite, eine einfache periodische Raumbahn mit 200 Volt-Elektronen zu zeigen.

Brüche.

Carl Störmer. Periodische Elektronenbahnen im Felde eines Elementarmagneten und ihre Anwendung auf Brüches Modellversuche und auf Eschenhagens Elementarwellen des Erdmagnetismus. ZS. f. Astrophys. **1**, 237—274, 1930, Nr. 4. Der Verf. zeigt, wie man periodische Elektronenbahnen im Felde eines Elementarmagneten (magnetischer Dipol) durch direktes Studium der Differentialgleichungen bzw. durch numerische Integration findet. Die Ergebnisse der Rechnung werden zeichnerisch dargestellt, indem Aufriß und Grundriß der periodischen Bahn wiedergegeben werden. Die Arbeit bringt im ganzen 16 Bahnkurven, von denen ein Teil zur Äquatorebene symmetrisch, ein anderer Teil unsymmetrisch ist. Zum Schluß geht der Verf. kurz auf Brüches Modellversuche ein und weist darauf hin, daß Eschenhagens Elementarwellen des Erdmagnetismus möglicherweise mit Fernwirkungen von Korpuskelwolken, die sich entlang solcher periodischer Bahn bewegen, im Zusammenhang stehen.

Brüche.

Carl Störmer. Wie tief dringen die Polarlichter in die Erdatmosphäre ein? ZS. f. Geophys. **6**, 334—340, 1930, Nr. 4/7 (Ad. Schmidt-Festschrift). Es wird über einen typischen Fall berichtet, bei dem in der Nacht vom 26. zum 27. Februar 1929 die photogrammetrische Vermessung mit einer Basislänge von 65,7 km für die mittlere Höhe der unteren Kante des Nordlichtbandes 82,4 km ergeben hat. Die tiefsten photogrammetrisch gemessenen Nordlichter dringen nur bis 80 km in die Erdatmosphäre ein. Die Möglichkeit des tieferen Eindringens und des Zusammenhangs mit der Höhenstrahlung wird erörtert.

Wigand.

Carl Störmer. Kurze Erwiderung auf Vegards Bemerkungen über sonnenbelichtete Nordlichtstrahlen. ZS. f. Geophys. **6**, 463—466, 1930, Nr. 8. Der Einwand Vegards (ZS. f. Geophys. **6**, 42, 1930), das vom Verf. (ZS. f. Geophys. **5**, 177, 1929) veröffentlichte Spektrum von sonnenbelichteten Nordlichtstrahlen sei stark unterexponiert, wird zurückgewiesen. Ein Vergleich mit einem neu gewonnenen, auch schwach belichteten Nordlichtspektrum aus dem

Erdschatten bestätigt den Effekt der Schwächung der grünen Linie im sonnenbelichteten Nordlicht. Die Beobachtung Vegards, daß die Intensität der grünen Linie mit der Höhe des Nordlichts abnimmt, ist nicht sicher, weil bei seinen Spektralaufnahmen keine gleichzeitigen Höhenmessungen vorgenommen wurden. Die Schwächung der grünen Linie ist vielleicht dadurch zu erklären, daß der metastabile Zustand der O-Atome, der die Linie verursacht, vom Sonnenlicht teilweise zerstört wird.

Charlotte Hermann.

Rudolf Frerichs and J. S. Campbell. The transverse Zeeman effect of the green auroral line; an experimental proof of the existence of quadrupole radiation. *Phys. Rev.* (2) **36**, 1460—1467, 1930, Nr. 9. Der transversale Zeemaneffekt der grünen Nordlichtlinien wurde photographiert und der Typus (1), 2/1 gefunden, in vollkommener Übereinstimmung mit der von Rubinowicz auf Grund der Theorie der Quadrupolstrahlung gemachten Voraussage. Die Erzeugung der Linie im Laboratorium rechtfertigen die Verf. durch die Feststellung, daß sie mit wachsendem Rohrdurchmesser stärker wird, was mit der Auffassung von Frayne über die ebenfalls eine Linie geringer Übergangswahrscheinlichkeit darstellende Magnesiumresonanzlinie übereinstimmt, wonach die Stoßwirkung der benachbarten Atome zu vernachlässigen ist gegenüber der der Wände. Ferner damit, daß die Intensität der Nordlichtlinie mit wachsendem Druck steigt, da die Zerstörung zahlreicher O-Atome durch Stöße zweiter Art durch die starke Anregung kompensiert wird. Es wurde ein in einem Solenoid steckendes Entladungsröhr von 28 mm Durchmesser und 1 m Länge mit Sauerstoff-Helium-Füllung benutzt. Die transversale Emission wurde mittels eines total reflektierenden Prismas, das auf das Entladungsröhr aufgesetzt wurde, beobachtet. Bei einem Abstand der Interferometerplatten von 7,1045 mm und einem Feld von 2578 Gauß wurden die Zeemankomponenten vollkommen getrennt und zeigten innerhalb der Fehlergrenzen das von Rubinowicz für die Quadrupolstrahlung beim Übergang zwischen den metastabilen Termen 1S_0 und 1D_2 vorausberechnete Aufspaltungsbild: $\Delta\nu = 1,95$ statt 2 für die beiden ν -Komponenten und 0,98 statt 1 für die beiden π -Komponenten. Die σ -Komponenten haben eine etwas größere Intensität als die π -Komponenten, was die Verf. auf die polarisierende Wirkung der vielfachen Reflexionen im Strahlengang zurückführen.

v. Mathes.

E. O. Hulburt. The ultraviolet light theory of aurorae and magnetic storms. Continued. *Phys. Rev.* (2) **36**, 1560—1569, 1930, Nr. 10. Zweck der vorliegenden Arbeit ist die Beseitigung gewisser Unstimmigkeiten der ultravioletten Lichttheorie des Verf. (*Phys. Rev.* **34**, 1167, 1929 und **35**, 240, 1930) mit den Beobachtungstatsachen. Zuerst wird das Verhalten der Horizontal- bzw. Vertikal-komponente bei der ersten und zweiten Phase des Sturmes betrachtet. Bei der ersten Phase steht die Ionisation der D-Ionen durch den ultravioletten Strahl im Vordergrund, bei der zweiten Phase die Erwärmung, die eine Ausdehnung nach außen zur Folge hat. Der Effekt ist ein doppelter: Aufwärtsbewegung der ionisierten Schichten und Verwandlung von D-Ionen in S-Ionen. Die entsprechenden Veränderungen der Komponenten stimmen mit den Beobachtungen überein. Weiter wird die Abhängigkeit von der geographischen Breite untersucht, auch hier ergibt sich Übereinstimmung; die Zunahme der Intensität in der Nordlichtzone ist durch eine zweifache Ionisationsquelle bedingt, erstens durch direkte Bestrahlung, zweitens durch Übertragung von Ionen aus geringeren Breiten. Die Einwirkung der im Erdinneren induzierten Ströme kann für kleine Perioden vernachlässigt werden, die der Ozeane kann bei dem heutigen Stand nicht angegeben werden. Um über die täglichen Variationen Aufschluß zu bekommen, wird die Ionendichte als Funktion

der Höhe durch Berücksichtigung der verschiedenartigen Einflüsse bestimmt (Fig. 1). Die maximale Dichte in 110 km findet um 5 bis 6 Uhr Ortszeit statt. Figur 2 gibt die Stromrichtung in großen Höhen mit Blick senkrecht auf den Nordpol. Die Ergebnisse stimmen mit den täglichen Schwankungen von H überein. Figur 1 und 2 zeigen auch Übereinstimmung mit dem Auftreten von Nordlichtern als Begleiter von magnetischen Stürmen in bezug auf Zeit und Höhe. Die entwickelte Theorie ist nur möglich, wenn die Erde keinen Ladungsüberschuß aufweist. Es wird Stellung zu der Auffassung von Wilson und Anderson genommen.

Sätze.

Lord Rayleigh. Absolute Intensity of the Aurora Line in the Night Sky, and the number of Atomic Transitions Required to Maintain it. Proc. Roy. Soc. London (A) **129**, 458—467, 1930, Nr. 811. In vorliegender Arbeit werden zuerst die Schwierigkeiten, die Durchlässigkeit des Filters und die Kalibrierungsmethode der Vergleichslichtquelle eingehend besprochen. Die erste Bearbeitung geschieht unter der Voraussetzung, daß die ganze Intensität von der Nordlichtlinie allein herrührt. Mit Hilfe von heterochromatischer Photometrie erhält Verf. $8,65 \cdot 10^{-5}$ intern. Kerzen pro Quadratmeter. Am wenigsten zufriedenstellend ist die Trennung der Intensität der Linie von der des kontinuierlichen Hintergrundes. Der Intensitätsvergleich Blau—Rot und Nordlicht—Rot durch Filter ergibt als Linienintensität/Gesamtintensität den Wert 0,37. Dies muß als Mittelwert angesehen werden, da die Linienintensität sehr beträchtlichen Schwankungen unterworfen ist. Um die Zuverlässigkeit dieses Verhältnisses zu zeigen, wird der Anteil des Lichtes von λ 5577 am Gesamtlicht des Nachthimmels berechnet; es ergibt sich 0,069 (Dufay erhält auf gänzlich anderem Weg 0,089 bis 0,060). Für die Helligkeit der Nordlichtlinie liefert obiger Wert $0,37 \cdot 8,65 \cdot 10^{-5}$ K pro Quadratmeter und die Energie der Linie ist 6,4 Erg pro Sek. und Quadratmeter, wozu $1,81 \cdot 10^{12}$ atomare Übergänge pro Sek. und Quadratmeter notwendig sind.

Sätze.

Paul Helbronner. Sur l'observation d'une aurore polaire. C. R. **191**, 449—450, 1930, Nr. 11. Der Verf. berichtet von einem Nordlicht, das er am 3. September 1930 in der Zeit von 21 Uhr bis 23 Uhr während einer Seereise an der Küste Norwegens zwischen den Breiten $65^{\circ} 10'$ und $64^{\circ} 40'$ zu beobachten Gelegenheit hatte. Einzelheiten der Beobachtung werden nicht mitgeteilt. Der Verf. weist auf die bekannte Arbeit C. Störmers sowie auf die Einrichtung eines neuen Observatoriums zur Erforschung der Nordlichter hin, wofür Rockefeller die erforderlichen Mittel zur Verfügung gestellt hat.

Hopfner-Wien.

W. Bothe und W. Kolhörster. Vergleichende Höhenstrahlungsmessungen auf nördlichen Meeren. Berliner Ber. 1930, S. 450—456, Nr. 25—27. Die in Seehöhe vorhandene Korpuskularstrahlung, deren Eigenschaften denen der Höhenstrahlung entsprechen, müßte, ähnlich wie bei Polarlichtern, unter dem Einfluß des erdmagnetischen Feldes ihre Intensität mit der geographischen bzw. geomagnetischen Breite unter bestimmten Voraussetzungen ändern. Es wurden daher mit drei Strahlungsapparaten sowie mit einem automatischen und einem photographisch registrierenden Zählrohr ungepanzert und hinter 10 cm Blei auf der Reise des 20000 Tonnen-Dampfers „Resolute“ der Hapag Intensitätsmessungen der Höhenstrahlung vom 19. Juli bis 12. August 1930 zwischen Hamburg, Nordengland, Island, Spitzbergen, Nordkap und an der norwegischen Küste zurück ausgeführt. Das durchgemessene Gebiet erstreckt sich von 53 bis 81° nördlicher Breite und von 24° westlicher bis 25° östlicher Länge. Bezogen auf den Nordlichtpunkt (81° nördliche Breite, 75° westliche Länge) als Pol variierte die magnetische

Breite zwischen $+ 53^\circ$ (Hamburg) und $- 77^\circ$ (Eisgrenze). Eine systematische Änderung der Höhenstrahlungsintensität mit der geographischen Lage konnte innerhalb der Meßfehlergrenze von 5 % nicht nachgewiesen werden. Dies Ergebnis wird in bezug auf die Korpuskularhypothese der Höhenstrahlung diskutiert. Auf Landeinflüsse und andere Einzelheiten wird hingewiesen. *Kolhörster.*

V. F. Hess. Ein experimentelles Argument für den stellaren Ursprung der Ultrastrahlung. (Vorläufige Mitteilung.) *Naturwissenschaft.* 18, 1094—1096, 1930, Nr. 50. Aus den Registrierungen der Höhenstrahlungsintensität auf Muottos Muraigl (2500 m) ergibt sich ein Unterschied der Strahlungsstärke bei Tag und Nacht mit oben offener Apparatur zwischen 0,0125 und 0,0094 *J* aus 82 Registriertagen (gewichtetes Mittel 0,011 *J*). Bei allseitiger 10 cm-Bleiabschirmung schwankt diese Differenz zwischen 0,0084 und 0,0042 *J* an 16 Registriertagen (gewichtetes Mittel 0,0058 *J*). Hieraus errechnet sich ein Absorptionskoeffizient von

$$\mu, \rho (\text{Pb}) = 5,7 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1},$$

welcher dem der Höhenstrahlung in 2500 m nahe gleich ist. Daraus wird geschlossen, daß die Sonne eine Strahlung von mindestens demselben Durchdringungsvermögen wie die Höhenstrahlung aussendet und daß in 2500 m diese solare Komponente bis 0,5 % der Gesamtstrahlung ausmacht. Ebenso wie die Sonne müssen dann auch die übrigen Fixsterne strahlen. Einige Erörterungen nach den bekannten Ideen von Nernst schließen sich an. *Kolhörster.*

Bruno Rossi. Über den Ursprung der durchdringenden Korpuskularstrahlung der Atmosphäre. *Naturwissenschaft.* 18, 1096—1097, 1930, Nr. 50. Bei Wiederholung der Versuche von Bothe und Kolhörster ergab sich, daß die Einführung von 9,7 cm Blei als Absorber zwischen die Zählrohre die Koinzidenzen bei 5 cm Bleivorfilterung um $(16 \pm 3) \%$ herabsetzt, was gut mit den Ergebnissen von Bothe und Kolhörster übereinstimmt. Ferner wurde der Bleiblock abwechselnd über und zwischen beide Zählrohre gebracht. In 149 Stunden 58 Minuten wurden bei Blei „oben“ 20081, bei Blei „zwischen“ 19289 Koinzidenzen, also $792 \pm 200 = (4 \pm 1) \%$ weniger gezählt. Die in gewöhnlicher Weise gemessene Absorption der Höhenstrahlung (Absorber oben) verhält sich zu der der Korpuskularstrahlung wie $(16 - 4) : 16,4 \%$ der sekundär gedachten Korpuskularstrahlung, könnten also im Blei von einer primären γ -Strahlung ausgelöst sein. Würde die gesamte Korpuskularstrahlung erst in der Erdatmosphäre von dieser γ -Strahlung erzeugt, so können selbst in Seehöhe primäre und sekundäre Strahlung noch nicht im Gleichgewicht sein und die γ -Strahlung müßte ein wesentlich geringeres Durchdringungsvermögen besitzen, als aus der einfachen Intensitätsabnahme erschlossen wird. Sie müßte auch noch weicher als ihre Sekundärstrahlung sein, was zwar theoretisch nicht unmöglich, aber dem Verhalten radioaktiver γ -Strahlen völlig widersprechend ist. In Seehöhe wäre die primäre γ -Strahlung so stark absorbiert, daß die Höhenstrahlung wesentlich aus der sekundären Korpuskularstrahlung bestehen müßte, die in der oberen Atmosphäre entstanden ist. In größerer Höhe sollte dann eine sehr intensive weiche γ -Strahlung herrschen, ferner die Höhenstrahlung in nicht zu großer Höhe ein Maximum erreichen, was bisher nicht gefunden wurde. Alle diese Schwierigkeiten werden behoben, wenn man annimmt, daß die γ -Strahlung schon früher, vielleicht sogar bei ihrer Entstehung, die korpuskularen Strahlen mit sich führt. Dann ist die monotone Zunahme mit der Höhe ohne weiteres erklärlich und die Primärstrahlung brauchte nicht härter als die Sekundärstrahlung zu sein. In beiden Fällen zeigt

sich, daß die Korpuskularstrahlung in Meereshöhe mit der lokal auftretenden γ -Strahlung direkt nicht zusammenhängt, insofern, weil sie entweder in den oberen Schichten der Atmosphären oder außerhalb entstanden ist. Als unterer Wert für die maximale Reichweite mit Rücksicht auf die Intensitätsabnahme der Höhenstrahlung unter Seehöhe ergibt sich 1200 g cm^{-2} , entsprechend einer Energie von $1.2 \cdot 10^9 \text{ e-Volt}$, die durch Kernaufbauprozesse nicht zu erklären ist.

Kolhörster.

Erich Regener. Über die durchdringende Komponente der Ultrastrahlung, festgestellt durch Absorptionsmessungen im Bodensee. Phys. ZS. **31**, 1018—1019, 1930, Nr. 22. (Vortrag Physikertag Königsberg 1930.) Verf. fand (Naturwissensch. **17**, 183, 1929) bei Versenkversuchen im Bodensee die kürzeste Komponente der Höhenstrahlung mit einem Absorptionskoeffizienten $\mu_{\text{H}_2\text{O}} = 1.8 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$. Um Einwände bezüglich schwankender Radioaktivität des Wassers zu vermeiden, wurde die Apparatur in einen eisernen Kessel von 2.50 m Durchmesser eingebaut und der Kessel mit Wasser von der Oberfläche gefüllt, so daß die mitgeführte Wassermenge in nächster Umgebung der Meßinstrumente dieselbe blieb. Die Versuche führten bis auf eine Erhöhung der Reststrahlung zu gleichen Ergebnissen wie im Jahre vorher. Nach der Emänationsmethode wurde das Wasser des Bodensees in verschiedenen Tiefen gemessen; seine Aktivität war kaum verschieden von der destillierten Wassers. Statt der Ionisationsapparatur wurde ferner eine registrierende Zählrohanordnung verwandt, die ebenfalls das Vorhandensein der harten Komponente zeigte. Die Ionisationsapparatur ist von Kramer zu Messungen der Ionisierungsstärke in der ersten 20 m-Wassertiefe im Alpee bei Immenstadt im Allgäu benutzt worden.

Kolhörster.

E. Steinke. Die Übergangseffekte der kosmischen Ultrastrahlung bei Variation des Absorptionsmediums. Phys. ZS. **31**, 1019—1022, 1930, Nr. 22. (Vortrag Physikertag Königsberg 1930.) Die bei der Absorption der Höhenstrahlung in verschiedenen Medien gefundenen Übergangseffekte wurden mit einer Differentialapparatur untersucht. Die Ionisationsgefäße fassen etwa zwei Liter, haben 2 mm dicke Kupferwandungen, sind mit nur 10 at Überdruck Kohlensäure gefüllt und werden gegeneinander geschaltet. Es kommen nur Strahlen bis zu $\pm 30^\circ$ vom Zenit aus zur Messung. An den Seiten ist die Apparatur mit 10 cm Pb gepanzert. Bei gewisser Absorberdicke zeigt sich die bekannte Ordnung der Elemente nach dem Atomgewicht. Bei Wasser, Paraffin und Aluminium ergibt sich ungefähr die gleiche Absorption wie bei Luft; Sprünge treten nicht auf. Bei Eisen und Blei zeigt sich zunächst starker Intensitätsabfall (Absorption der Luftstreustrahlung), z. B. beim Übergang Blei nach Aluminium. Umgekehrt kann man die bekannte Zunahme bei Aluminium nach Blei erhalten. Der Absorptionskoeffizient der Aluminium- bzw. Luftstreustrahlung beträgt etwa $\mu_{\text{Pb}} = 0.3 \text{ cm}^{-1}$, der der Primärstrahlung zunächst $\mu_{\text{Pb}} = 0.02 \text{ cm}^{-1}$, später 0.005 cm^{-1} . Bei geringer Absorberdicke tritt zunächst eine Zunahme (ein Buckel) in der Absorptionskurve auf, der für hochatomige Substanzen zunimmt. Dieser Buckel wird gedeutet als Wirkung einer Röntgenstrahlung der Streuelekttronen der Luft bzw. des Aluminiums, im neuen Absorber hervorgerufen. Eine Aktivität des Panzers dürfte nicht vorliegen. Magnetische Ablenkung der Streuelekttronen konnte nicht nachgewiesen werden. Dazu wurde ein Schacht mit $6 \times 6 \text{ cm}^2$ Querschnitt und 15 cm starken Bleiwänden benutzt. Wenn ein starkes Magnetfeld von 4700 Gauß unmittelbar über dem Schacht wirkte, ergaben sich nur Intensitätsänderungen innerhalb der Fehlergrenzen gegenüber den gemessenen Werten ohne Feld. Sogenannte Stöße, d. h. plötzliche Intensitätsänderungen, wurden bei Registrierungen von Schindler in großer Zahl gefunden.

Kolhörster.

Walter M. H. Schulze. Untersuchung über die Beziehung der Höhenstrahlung zu erdmagnetischen Störungen. *Phys. ZS.* **31**, 1022—1025, 1930, Nr. 22. (Vortrag Physikertag Königsberg 1930.) Corlins Beobachtungen der Höhenstrahlungsintensität vom 16. Oktober 1929 bis 12. Januar 1930 in Abisko wurden mit den magnetischen Deklinationsstörungen (Maurainsche Skale) korreliert. Der Korrelationskoeffizient liegt in der Größenordnung seines mittleren Fehlers, ein Einfluß der Deklinationsstörungen auf die Höhenstrahlung läßt sich also nicht feststellen. Eine Einwirkung von Nordlichtern auf die Strahlungsintensität der Höhenstrahlung ist vielleicht angedeutet, aber mit Sicherheit aus dem Material nicht festzustellen. *Kolhörster.*

V. F. Hess und R. Steinmaurer. Neue Ergebnisse der Registrierung der kosmischen Ultrastrahlung auf dem Sonnblick (3100 m) im Sommer 1929. *Helv. Phys. Acta* **3**, 439—440, 1930, Nr. 7. *Scheel.*

E. Markus. Meerestypen. *Meteorol. ZS.* **47**, 402—411, 1930, Nr. 10. Verf. teilt die ozeanische Erdoberfläche in Gebiete ein, die als Naturkomplexe erscheinen, und stellt Typen solcher Naturkomplexe auf, die im Falle der Ozeane aus hydrologischen, klimatischen, biologischen und anderen kausal verbundenen Erscheinungen gebildet werden. Sie umfassen diejenigen Schichten der Atmosphäre und Hydrosphäre, die sich gegenseitig beeinflussen, d. h. ein ozeanischer Naturkomplex erstreckt sich in vertikaler Richtung ungefähr von der unteren Grenzfläche der ozeanischen zur oberen Grenze der atmosphärischen Troposphäre. Von Wichtigkeit für diese Einteilung ist die Tatsache, daß niederschlagsarme Gebiete mit Gebieten negativer Temperaturanomalien zusammenfallen, während die niederschlagsreichen Gebiete positive Temperaturanomalien zeigen. Größere ozeanische Naturkomplexe werden auf Grund der Untersuchung ihrer Temperatur- und Niederschlagsverhältnisse aufgestellt: ein relativ kaltes tropisches Meer, ein relativ warmes tropisches Meer, ein relativ kaltes polares Meer, ein relativ kaltes gemäßigtes Meer und ein relativ warmes gemäßigtes Meer. Auf Grund dieser Einteilung werden die einzelnen Meere durchgesprochen. *Haurwitz.*

J. Thoulet. Colonnes volcaniques liquides sous-marines. *C. R.* **191**, 1020—1021, 1930, Nr. 21. *Haurwitz.*

Frank Wenner, Edward H. Smith and Floyd M. Soule. Apparatus for the determination aboard ship of the salinity of sea water by the electrical conductivity method. *Bur. of Stand. Journ. of Res.* **5**, 711—732, 1930, Nr. 3 (R.P. 233). Es wird eine Apparat beschrieben, die ein bequemes Mittel zur Bestimmung des Salzgehaltes von Seewasser mit einer Genauigkeit von 0,02% liefert. Ihre Hauptbestandteile sind eine Wheatstonesche Brücke, Leitfähigkeitsgefäße, die so eingerichtet sind, daß sie auch bei rauhem Wetter gefüllt und entleert werden können, sowie die erforderliche Hilfsausrüstung. Die ganze Einrichtung ist in einen einzigen Schrank eingebaut. Von besonderer Wichtigkeit ist, daß zwei Leitfähigkeitsgefäße von ähnlichen Abmessungen in den anstoßenden Zweigen der Brücke verwendet werden. Wenn beide mit Seewasser gefüllt werden, so haben sie, auch wenn der Salzgehalt verschieden ist, sehr nahe den gleichen Temperaturkoeffizienten, so daß das Gleichgewicht in der Brücke von kleinen Unsicherheiten in der Temperatur nicht sehr beeinflusst wird. Ferner sind die an den Elektroden durch Polarisation verursachten Komplikationen in beiden Gefäßen wesentlich die gleichen, so daß ihre Wirkung weitgehend aufgehoben wird. Um die Apparate von Zeit zu Zeit nachzueichen zu können, wurde ein Vorrat von

Normalseewasser oder von Seewasser, dessen Gehalt bestimmt worden war an Bord mitgeführt. Zur Bestimmung des Leitvermögens wurden das zu untersuchende Seewasser und das Normalseewasser nacheinander in dem gleichen Leitfähigkeitsgefäße gemessen. Dies Verfahren liefert eine direkte Vergleichung beider Proben, die fast ganz von der Kapazität des Gefäßes und in weitem Maße von den anderen Konstanten der Apparatur und von systematischen Fehlern unabhängig ist. Apparaturen dieses Typs wurden während der letzten Jahre bei dem International Ice Patrol Service sowie bei der Marionexpedition und bei der letzten Kreuzfahrt des unmagnetischen Schiffes „Carnegie“ benutzt.

v. Steinwehr.

Georges Claude. Sur l'utilisation de l'énergie thermique de la mer. C. R. 191, 746—750, 1930, Nr. 18. Beschreibung der Durchführung der Versenkung eines Stahlrohres von 2000 m Länge, 2 m Durchmesser und 2 mm Wandstärke in der Nähe von Kuba zwecks Gewinnung von Energie aus dem Temperaturunterschied des Wassers nach dem Verfahren von Claude-Boucherot. Über das Ergebnis dieses Versuchs wird eine weitere Veröffentlichung angekündigt.

Brückner.

H. Benndorf. Über die experimentelle Erforschbarkeit der höheren Schichten der Atmosphäre. I. Sondierung der Atmosphäre mittels Schallstrahlen. Phys. ZS. 30, 97—115, 1929, Nr. 4/5.

H. Hergesell. Bemerkungen hierzu. Ebenda S. 429, Nr. 13.

H. Benndorf. Erwiderung. Ebenda S. 429—430, Nr. 13. Verf. gibt einen Überblick über die Methoden, die gegenwärtig zur Erforschung der Atmosphäre zur Verfügung stehen. Nach einem allgemeinen Teil, in dem die ziemlich scharfe Trennung der Erdatmosphäre in zwei Schichten [bis 12 km Höhe Turbulenzzone (Troposphäre) und die darüber lagernde Stratosphäre], die Grenze und Bewegungszustand, Temperatur, Druck, Dichte und Zusammensetzung der Atmosphäre, weiter über den Ionisationszustand, Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante der Stratosphäre berichtet wurde, folgen Ausführungen über die Erforschung der Atmosphäre durch planmäßig angestellte Experimente. Es stehen drei Methoden zur Verfügung: a) Schießversuche mit weittragenden Kanonen, b) Sondierung der Atmosphäre mit Schallstrahlen und c) Sondierung der Atmosphäre mit Radiowellen. Während die erste in ihrem Umfang sicherlich beschränkt ist, ist über die zweite gerade in der vorliegenden Arbeit ausführlich berichtet, während die dritte einer späteren Veröffentlichung vorbehalten bleibt. So befaßt sich der folgende Abschnitt mit der Theorie der Ausbreitung von Schallwellen in ruhender Luft. Liegt die Schallwelle in der Erdoberfläche, so gehen alle Schallstrahlen in nach aufwärts gekrümmten Bahnen von ihr fort und, wenn man von der Beugung absieht, gibt es auf der Erde keine Hörbarkeitszone in der Umgebung der Schallquelle. Haben die Schallstrahlen die untere Grenze der Stratosphäre erreicht, so pflanzen sie sich in der isothermen Zone, also mindestens bis 30 km Höhe, geradlinig fort. Was dann mit ihnen geschieht, hängt davon ab, wie sich die Schallgeschwindigkeit verändert. Sollen Strahlen zur Erde herabgebogen werden, was zur Erzeugung einer äußeren Hörbarkeitszone notwendig ist, dann muß die Schallgeschwindigkeit oberhalb von 30 km wieder wachsen und ihren Bodenwert erreichen oder überschreiten. Dieser Idealfall vollkommen ruhender Luft ist in Wirklichkeit nie erfüllt. Deshalb wird im folgenden Abschnitt untersucht, welchen Einfluß der Wind auf den Gang der Schallstrahlen nimmt. Dieses Problem ist in seiner allgemeinen Behandlung recht verwickelt. In der Anwendung wird es einigermaßen dadurch vereinfacht, daß die gewöhnlich auftretenden Windgeschwindigkeiten klein gegen die Schallgeschwindigkeit sind. Für die Krümmung des Strahles kommt es nicht so sehr auf die Absolutwerte von Wind- und Schall-

geschwindigkeit an, als auf deren Gradienten mit der Höhe. Die nächsten drei Abschnitte enthalten die Ergebnisse der Beobachtungen über die Ausbreitung des Schalles einmal, soweit sie mit dem Ohr gemacht werden können, dann mit selbstregistrierenden Empfangsapparaten und endlich die sich für die Atmosphäre daraus ergebenden Folgerungen: 1. In Höhen zwischen 30 und 50 km steigt die Schallgeschwindigkeit rasch auf einen Wert von mindestens 350 m/sec, und daraus 2. die Vermutung, daß in Höhen von 40 km in der Atmosphäre tropische Temperatur herrscht. Zum Schluß folgen Vorschläge für ein systematisches Weiterarbeiten, Vorschläge, von denen Hergesell sagt, daß sie grundsätzlich bereits in der Praxis der Sprengkommission zur Anwendung kommen. *H. Ebert.*

E. Korselt. Grundsätzliches zum allgemeinen atmosphärischen Kreislauf. Meteorol. ZS. 47, 449—452, 1930, Nr. 11. Verf. meint im Gegensatz zu Bergeron, daß der Kreislauf der Luft nicht ausschließlich oder auch nur vorwiegend vom Äquator aus veranlaßt wird. *Haurwitz.*

H. Hergesell. Über die Verwendung von Drachen, Fesselballonen, Freiballonen und Flugzeugen in der Aerologie. Meteorol. ZS. 47, 411—414, 1930, Nr. 10. Die Entwicklung der Methoden der Aerologie muß jede Einseitigkeit vermeiden. Es wird gezeigt, daß die bisher verwandten verschiedenen Methoden aerologischer Forschungsarbeit, die mit Hilfe des Flugzeuges, des Freiballons, des Fesselballons, des Registrierballons und des Drachens ihre Eigentümlichkeit und ihren besonderen Nutzen, möglicherweise auch ihre besonderen Nachteile haben, daß sich aber alle einander ergänzen. Für die aerologische Arbeit, auch die international durchzuführende, kann keines der erwähnten Hilfsmittel entbehrt werden. *W. Keil.*

Paul Duckert. Das Auftreten von Schwingungen der Meteorographenfedern bei Fesselaufstiegen. Arb. Aeronaut. Observ. Lindenberg 16, A. 22 S., 1930. Bei Fesselaufstiegen treten oft unangenehme Störungen in den Registrierkurven auf. Infolge Schwingens der Meteorographenfedern erscheinen die Kurven verwischt. Die Ursache führt Verf. nicht auf Resonanz, sondern auf erzwungene Schwingungen zurück. Jedem Drachentyp läßt sich eine sogenannte „kritische Windzahl“ zuordnen: sie wird definiert durch die relative Windgeschwindigkeit, bei deren Erreichen der Drachen flattert und gleichzeitig die Registrierkurve verwischt wird. Turbulenz an den atmosphärischen Grenzflächen kann ebenfalls die Ursache derartiger Schwingungen sein. Aus den Beobachtungen läßt sich die bemerkenswerte Tatsache ableiten, daß die Hälfte des Wertes der kritischen Windzahl identisch mit dem Wert ist, der durch diejenige Windgeschwindigkeit definiert ist, bei der sich der Drachen just in der Luft halten kann; durch leichte Turbulenz an den Grenzschichten können hier ebenfalls Schwingungen entstehen. Es wird ein Weg angegeben, die Kurven von solchen Schwingungen freizuhalten. Auch bei Ballonaufstiegen zeigen sich derartige Störungen; ein Weg zu ihrer Beseitigung wird sich erst dann weisen lassen, wenn die Windeneinrichtungen genügend verbessert sind. *Schmehl.*

Jerome D. van Brakle. Radio Charts the Upper Air. Scient. Amer. 1930, S. 350—351, November. Windstärke und Windrichtung der oberen Luftschichten werden gewöhnlich durch optische Verfolgung von Pilotballonen gemessen. Die Ballonmethode in der bisherigen Form kommt mit einfachen und leicht transportablen Hilfsapparaten aus, sie hat aber den besonders für die militärische Verwendung schweren Nachteil, daß die optische Verfolgung nur bei guter Sicht

Erfolg verspricht. Sie ist also bei Dunst, Dunkelheit oder Rauchschiebung nicht anwendbar. Es ist daher schon öfter vorgeschlagen worden, den Ballon mit einem Funksender auszurüsten und seinen Weg statt mit Theodolithen mit Funkpeilern zu verfolgen. Die Steiggeschwindigkeit solcher Ballone ist bekannt, die Höhe kann also durch eine einfache Zeitmessung bestimmt werden. Die Schwierigkeiten liegen besonders in der Konstruktion eines genügend richtungsempfindlichen Peilgeräts, das betriebssicher ist und zugleich eine hohe Absolutempfindlichkeit hat. Je empfindlicher das Empfangsgerät ist, um so billiger und leichter kann der Sender ausgeführt werden, der ja doch in vielen Fällen verloren sein wird. Die in der Schifffahrt üblichen Funkpeiler sind wegen zu geringer Genauigkeit hier unverwendbar. In dem angeführten Aufsatz wird über die Geräte berichtet, die das Signal-Korps der Vereinigten Staaten in fünfjähriger Entwicklungsarbeit geschaffen hat. Der Peilrahmen hat die Form eines auf einer Spitze stehenden Quadrats von etwa 1 m Kantenlänge. Er besteht aus einer einzigen Windung fingerstarken Kupferrohres. Die Ecken werden durch Gelenke gebildet. Der Rahmen ist durch ein großes wagerechtes Handrad drehbar und nach Art der Scherenfernrohre auf ein Feldstativ gesetzt. Das ganze Gerät sieht stabil und gut durchkonstruiert aus. Von dem eigentlichen Empfänger wird nur verraten, daß er mit Pendelrückkopplung arbeitet. Der Sender wird von einem Gespann von drei Ballonen getragen. Eine für zwei Stunden ausreichende Taschenlampenbatterie liefert den Heizstrom für die Senderöhre und, über einen kleinen Transformator mit Hammerunterbrecher, auch die Anodenspannung. Die Sendung ist durch den Summertone charakteristisch durchmoduliert. In Verbindung mit der verwendeten verhältnismäßig kurzen Welle von 130,5 m sind also die Vorbedingungen für einfaches und wirksames Arbeiten mit Pendelrückkopplung gut erfüllt. Die Spulen sind auf einen Zylinder von 5 cm Durchmesser gewickelt. Als Luftdraht dient die Verbindung zwischen Sender und Ballon. Das Gewicht des ganzen Senders beträgt 400 g, sein Preis fünf Dollar. Als Leistung der Gesamtanlage bei Peilung durch zwei günstigste 5 km voneinander entfernte Empfangsgeräte wird angegeben: 5 km „ganz“ genau, 10 km sehr genau, 15 km genügend genau. Hörbar ist der Sender aus noch weiterer Entfernung. Gegenwärtig werden Versuche unternommen, diese Ballonsender mit Bimetallkondensatoren auszurüsten, um die ausgesandte Wellenlänge temperaturabhängig zu machen. Diese Versuche sind aber noch nicht abgeschlossen.

Richard Pelz.

Paul M. Pummerer und Rudolf Otto Steiner. Höhenwindmessungen und andere Beobachtungen auf einer flugwissenschaftlichen Forschungsreise nach Rio de Janeiro und dem La Plata. Arch. d. D. Seewarte 49, Nr. 4, 92 S., 1930. In der Reihe ähnlicher Forschungsfahrten, die im Jahre 1922 auf Betreiben von Hergesell und Capelle begonnen wurden, führte die achte von Hamburg über Spanien nach Brasilien, während von den vorhergehenden Fahrten sechs nach Mexiko, eine nach dem La Plata führten. Die Hauptaufgabe war bei allen Fahrten die gleiche: Festlegung der Höhenwindverhältnisse über dem Atlantik, einmal zur Vorbereitung eines Luftverkehrs zwischen Europa und Amerika, zum andern aber zur wissenschaftlichen Erkenntnis der Strömungsverhältnisse. Neben der Hauptaufgabe traten bei der hier behandelten Fahrt noch besondere Studien über die Wetterverhältnisse in bezug auf den Luftverkehr in Brasilien hinzu. Die Arbeit gibt, ebenso angeordnet wie in den Veröffentlichungen der vorhergehenden Fahrten, die Daten der 160 Pilotballonaufstiege und daneben das meteorologische Tagebuch in großer Ausführlichkeit. In einer eingehenden Diskussion der Ergebnisse werden die Schichtung der Atmosphäre in den verschiedenen Zonen, die Wolkenhöhen, die Sichtverhältnisse, die Bewölkungs-

verhältnisse und Niederschläge und ihre tägliche Periode behandelt. Von den sehr wertvollen Ergebnissen sei hier nur erwähnt die zahlenmäßige Erfassung der guten Sichtverhältnisse im Gebiet des Südostpassats (76 % der Beobachtungen), während in allen anderen Gebieten die häufigste Sicht „nicht gut“ ist (Westwindzone der Nordhemisphäre 54 %, Nordostpassat 45 %, Calmengebiet am Äquator 100 %, Küstengebiet Rio bis La Plata 63 % aller Beobachtungen). Sodann wurden Vergleichsmessungen der Temperatur in der Thermometerhütte und mit Assmann-Aspirationspsychrometer gemacht, die zu dem von anderen Feststellungen abweichenden Resultat führen, daß die Hüttenaufstellung bei den Schiffen „Erfurt“ und „Sierra Ventana“ als vollkommen einwandfrei zu betrachten ist. In einem weiteren Kapitel werden meteorologische Einzelbeobachtungen behandelt, so lokale Sichttrübungen im Bereich der Kapverdischen Inseln, Wetterbeeinflussung durch ozeanische Inseln (Wolkenauflösung im Lee der Inseln) und Windverhältnisse im Bereich der ozeanischen Inseln. Endlich werden die Ergebnisse von Temperatur-Feuchtigkeitsmessungen mit Flugzeug in Rio de Janeiro und auf mehreren Flügen von Rio nach verschiedenen Richtungen mitgeteilt: Ergebnisse, die im Zusammenhang mit den Wetterbeobachtungen von größtem Interesse sind und wie die gesamte Arbeit wertvolle Unterlagen für weitere Untersuchungen darstellen.

K. Keil.

H. Helm Clayton. Solare Zyklen und Wetter-Zyklen. Meteorol. ZS. 47. 442—446, 1930, Nr. 11. Zunächst werden eine große Anzahl Perioden, die vom Verf. und anderen gefunden wurden, aufgezählt. Bei den meisten dieser Zyklen sind Unterschwingungen von kurzer Länge nicht wichtig; dagegen haben die Unterschwingungen der elfjährigen Periode in Wetterzyklen eine größere Amplitude als die Grundschiwingung. Die einzelnen Zyklen sind in Amplitude und Phase durchaus nicht konstant. Häufig verändern längere Zyklen die Amplitude kürzerer Perioden, vgl. den Einfluß der jährlichen Periode auf kürzere Schwankungen. Ferner sind alle periodischen Schwankungen der Atmosphäre stärker bei gesteigerter Sonnentätigkeit. Für die Voraussage lassen sich die Wetterzyklen auf wenigstens folgende drei verschiedene Weisen verwenden: 1. durch Nachprüfen der Zustände, die der Zu- oder Abnahme des allgemeinen Kreislaufs bei Solutätigkeit folgen; 2. durch Analysieren und Verfolgen der verschiedenen Arten von Wetterwellen; 3. durch Berechnung der Amplituden und Phasen von verschiedenen Zyklen, die bei Solar- und Wetterwechsel auftreten, und durch Extrapolation derselben auf die Zukunft. Ein Beispiel einer auf den Wetterzyklen beruhenden Druckvorhersage wird angegeben.

Haurwitz.

P. Raethjen. Hydrodynamische Betrachtungen zur Mechanik der Böen. Meteorol. ZS. 47. 431—437, 1930, Nr. 11. Man hat versucht, einen strengen Unterschied zu machen zwischen „lokalen“, durch Instabilität thermodynamisch bedingten Gewittern und „Frontgewittern“, die an der Front einer Kaltluftmasse nach dem von W. Schmidt angegebenen Schema hydrodynamisch erklärt werden. Diese formale Unterscheidung und Trennung ist aber nicht immer möglich. Nach neueren Untersuchungen Refsda ls wird ein sehr beträchtlicher Teil der Strömungsenergie der Zyklonen unserer Breiten von der Feuchtlabilität geliefert. Ähnliches kann auch für die Böen vermutet werden. Da dem aber das bekannte Experiment von W. Schmidt zu widersprechen scheint, wird an Hand von Ähnlichkeitsbetrachtungen gezeigt, daß zwischen dem Schmidtschen Experiment und den Vorgängen an der Böenfront keine mechanische Ähnlichkeit besteht. Die Schmidtsche Versuchsanordnung entspricht dem Toricellischen Ausflußversuch. In der Atmosphäre findet sie ihr Analogon nicht in den Böen, sondern in den winterlichen

Kaltluftvorstößen, die häufig ganz ohne Niederschläge aus der russisch-asiatischen Antizyklone nach Westen vorstoßen. Was die Energieverhältnisse betrifft, so kommt in Schmidts Modellversuch die Strömungsenergie nicht aus dem Böenkopf, sondern aus dem Toricellischen Ausflußgefäß, bei der atmosphärischen Böe ist die Energiequelle in der Front selbst vorhanden. *Haurwitz.*

A. Wagner. Theorie der Böigkeit und der Häufigkeitsverteilung von Windstärke und Windrichtung. Gerlands Beitr. 24, 386—436, 1929, Nr. 4. Die Verteilung der einzelnen Komponenten einer Windgeschwindigkeit $c = \sqrt{u^2 + v^2}$, wo u und v als Veränderliche betrachtet werden, ist durch das Gaußsche Fehlerverteilungsgesetz gegeben als $\frac{1}{\alpha \sqrt{\pi}} e^{-\frac{u^2}{\alpha^2}}$ bzw. $\frac{1}{\alpha \sqrt{\pi}} e^{-\frac{v^2}{\alpha^2}}$. Unter der Voraussetzung, daß keine resultierende Translationsbewegung vorhanden ist, berechnet man die Verteilung der momentanen Geschwindigkeiten ohne Rücksicht auf die Richtung $W(c) dc = \frac{2c dc}{\alpha^2} e^{-\frac{c^2}{\alpha^2}}$ entsprechend dem Maxwell'schen Verteilungsgesetz, bezogen auf eine Ebene. Will man den tatsächlichen Verhältnissen entsprechen, so muß man eine resultierende Translationsgeschwindigkeit w_0 annehmen, die der Verf. mit der Richtung der u -Komponente zusammenfallen läßt. Dann berechnet er für die absolute Geschwindigkeitsverteilung

$$W(c) (dc) = \frac{2c dc}{\alpha^2} \cdot e^{-\frac{(c-w_0)^2}{\alpha^2}} \cdot S_0\left(\frac{2cw_0}{\alpha^2}\right), \dots \dots \dots (1)$$

wo $S_n(x) = \frac{J_n(ix)}{i^n} e^{-x}$ und J_n eine Zylinderfunktion n -ter Ordnung bedeuten.

Ein Vergleich der beobachteten Verteilungskurve momentaner Windstärken mit der Gaußschen und der Maxwell'schen Kurve zeigt Abweichungen, die durch die Annahme, daß die Streuung in der Richtung des mittleren Windes (α) eine größere ist als in der Querkomponente (β), verbessert werden können. Die Rechnung ergibt dann

$$W(c) dc = \frac{2c dc}{K \alpha^2} e^{-\frac{(w_0-c)^2}{\alpha^2}} \left[S_0(\mu) S_0(\nu) - 2 \sum_{m=1}^{\infty} S_m(\mu) S_{2m}(\nu) \right], \quad (2)$$

wo

$$\frac{\beta}{\alpha} = K < 1, \quad c^2 \left(\frac{1}{\beta^2} - \frac{1}{\alpha^2} \right) = 2\mu \quad \text{und} \quad \frac{2cw_0}{\alpha^2} = \nu$$

gesetzt ist. Schließlich wird noch die Verteilung berechnet für die Annahme, daß die größte Streuung nicht mit der mittleren Windrichtung übereinstimmt, sondern infolge der durch Turbulenz von oben herabgekommenen Luftmassen nach rechts abgelenkt wird. Das Ergebnis läßt sich ähnlich wie Gleichung (2) darstellen. Aus der Bedingung, daß die berechnete Häufigkeit extremer Windwerte mit den beobachteten in Einklang gebracht werden soll, kommt man zu einer mathematischen Definition des Böigkeitsfaktors, der aber wesentlich von der Einstelldauer des Registrierapparates abhängt. Weiter wird die Häufigkeitsverteilung der Stundenmittel der Windelemente berechnet, das heißt der stündlichen translatorischen Bewegung w_0 in einer bestimmten Richtung φ_0 , wenn während eines größeren Zeitabschnittes die Luft mit einer konstanten Geschwindigkeit s_0 in einer bestimmten Richtung φ_0 strömt. Die Theorie wird an zehnjährigem Wiener Beobachtungsmaterial geprüft. Die Annahme, daß die Streuung unabhängig von der Windrichtung ist, liefert theoretische Verteilungskurven,

die mit den Beobachtungswerten nicht übereinstimmen, während die Annahme einer verschiedenen Streuung in der Richtung und quer zur Richtung der resultierenden Luftversetzung schon eine bessere Übereinstimmung gibt. Eine völlig befriedigende Annäherung bekommt man aber erst durch Superposition zweier theoretischer Verteilungskurven. Für die theoretische Behandlung der Häufigkeitsverteilung der Momentanwerte der Windrichtung wird auf eine Ableitung von H. Ertel verwiesen. Analog zum Bögigkeitsfaktor wird eine mathematische Definition der Richtungsböigkeit gegeben. Als Häufigkeit der Stundenwerte der Windrichtung wird berechnet

$$W_K(\varphi) d\varphi = \frac{K d\varphi}{2\pi} e^{-\frac{w_0^2}{\alpha^2}} \frac{1}{1 - (1 - K^2) \cos^2 \varphi} \cdot \left[1 + \frac{\lambda}{2} e^{\frac{\lambda^2}{4}} \sqrt{\pi} \left\{ 1 + \Phi\left(\frac{\lambda}{2}\right) \right\} \right], \quad (3)$$

wo

$$\frac{\lambda}{2} = \frac{K \frac{w_0}{\alpha} \cos \varphi}{\sqrt{1 - (1 - K^2) \cos^2 \varphi}} \quad \text{und} \quad \Phi(x) = \int_0^x e^{-x^2} dx.$$

Vierzigjährige Beobachtungen der Häufigkeit der einzelnen Windrichtungen nach stündlichen Aufzeichnungen des Anemometers in Wien werden zur Prüfung der Theorie herangezogen. Es zeigt sich, daß man die Annahme einer von der Richtung unabhängigen Streuung auch hier wieder fallen lassen muß. Die Beobachtungskurve zwingt zur Annahme, daß die Streuung nach aufeinander senkrechten Richtungen verschieden sein muß und daß außerdem die Richtung der größten Streuung mit der Richtung der resultierenden Luftversetzung einen Winkel einschließt. Aufschlußreiche Kurven und Tabellen sind beigelegt.

F. Steinhäuser-Wien.

K. Frisch. Zur Frage der Zyklonenvertiefung. Acta Dorpat (A) 18, Nr. 7. 11 S., 1930. Der Verf. sucht eine Erklärung für die oft plötzlich und unerwartet eintretende Vertiefung von Zyklonen, die bereits im Zustand des Absterbens waren. Er glaubt, die Erklärung aus den hydrodynamischen Bewegungsgleichungen geben zu können, indem er folgendermaßen schließt: Bei Vernachlässigung der kleinen Glieder können die Gleichungen folgendermaßen geschrieben werden:

$$\begin{aligned} -\varrho 2\omega \sin \varphi \frac{dy}{dt} &= -\frac{\partial p}{\partial x}, \\ \varrho 2\omega \sin \varphi \frac{dx}{dt} &= -\frac{\partial p}{\partial y}, \\ \varrho g &= -\frac{\partial p}{\partial z}. \end{aligned}$$

d. h. die horizontalen Komponenten der Druckkraft halten sich mit den Komponenten der Ablenkungskraft das Gleichgewicht, die vertikale Komponente der Druckkraft mit der Schwerebeschleunigung. Ändert sich im gegebenen Falle ϱ die Dichte der Luft durch Abkühlung, so werden die Glieder auf der linken Seite größer, die Ablenkungskraft wird größer, es tritt eine Abwanderung von Luftmassen vom Zentrum der Zyklone weg ein: der Luftdruck im Zentrum muß abnehmen. Durch die Wanderung der Luftmassen vom Zentrum weg werden Luftmassen aus der Höhe gezwungen, herabzusteigen. Durch die dabei eintretende Umwandlung potentieller in kinetische Energie wird nach Ansicht des Verf. die Zunahme der Windstärke erklärt. Verschiedene Beispiele sollen diese Überlegungen stützen.

K. Keil.

G. M. B. Dobson. With Reports by H. H. Kimball and E. Kidson. Observations of the Amount of Ozone in the Earth's Atmosphere, and

its Relation to other Geophysical Conditions. Part IV. Proc. Roy. Soc. London (A) 129, 411—433, 1930, Nr. 811. Die vom Verf. schon vor fünf Jahren unternommenen Messungen zwecks Kenntnis des Ozonanteils in der Atmosphäre sind durch diese Arbeit zum Abschluß gebracht worden. Veränderungen im Ozonanteil gemeinsam mit Änderungen in der Druckverteilung in den gemäßigten Zonen sowie die durchschnittliche Verteilung des Ozonanteiles über die Erde zu verschiedenen Zeiten des Jahres sind bekannt. Fabry und Buisson stellten fest, daß ein beträchtlicher Teil der ultravioletten Sonnenstrahlung durch Ozon in der Atmosphäre absorbiert wird, und es wurde angenommen, daß diese Ozonschicht in ziemlicher Höhe über der Erdoberfläche gelegen ist. Durch Professor F. A. Lindemann und den Verf. wurde gezeigt, daß die Temperatur der obersten atmosphärischen Schichten viel höher ist als die der unteren. Diese hohe Temperatur wurde erklärt durch die Absorption der Sonnenenergie durch Ozon. Auch wurde von Professor Lindemann die weitere Annahme gemacht, daß Temperaturänderungen in den oberen atmosphärischen Schichten, welche den Änderungen im Ozonanteil folgen, der Grund sein mögen für die Änderungen des Druckes an der Erdoberfläche, was in den gemäßigten Zonen zur Bildung der Zyklonen und Antizyklonen führt. Beobachtungen, die im Jahre 1925 in Oxford gemacht wurden, zeigten eine gute Übereinstimmung zwischen dem Ozongehalt und dem Druck, wie es nach Lindemanns Hypothese zu erwarten war. Diese Beobachtungen wurden fortgesetzt und die Ergebnisse zeigen auch weiter gute Übereinstimmung mit Lindemanns Hypothese. Am Schlusse befindet sich nicht nur eine Zusammenstellung der Resultate des Verf., sondern auch die anderer Beobachter.

F. Seidl.

Anders Angström. Measurement and registration of the outgoing effective temperature radiation. Ark. f. Mat., Astron. och Fys. (B) 22, Nr. 1, 6 S., 1930, Heft 1. Verf. beschreibt ein neues Pyrgeometer zur Messung der effektiven Strahlung bei Tage. Hierbei handelte es sich vor allem darum, die Einflüsse der Konvektion und der kurzwelligen diffusen Strahlung auf den Apparat zu eliminieren oder wenigstens zu reduzieren. Resultate der Messungen sollen später veröffentlicht werden. Nach den vorliegenden Ergebnissen scheint die Tagesstrahlung im wesentlichen denselben Gesetzen wie die nächtliche zu unterliegen, d. h. Temperatur und Feuchtigkeit haben den Haupteinfluß. *Haurwitz.*

H. Mémery. L'été 1930 et les variations solaires. C. R. 191, 495—497, 1930, Nr. 12. Der Verf. zeigt an der Hand einer Tafel über die Zahl und Frequenz der Sonnenflecken für die Zeit vom Dezember 1929 bis zum August 1930, daß einer Vermehrung der Sonnenflecken eine Temperaturerhöhung und umgekehrt einer Verminderung der Flecken eine Temperaturerniedrigung in Europa folgt. In dem Artikel wird mit Nachdruck darauf hingewiesen, daß man die allgemeine Ursache für die Erniedrigungen in der Temperatur und in den Regenmengen übersehen würde, wenn diese Erniedrigungen nur mit den Verlagerungen der Hoch- und Tiefdruckgebiete in Zusammenhang gebracht werden. Irgendwelche terrestrische Ursachen für die Veränderungen in den großen Aktionszentren der Atmosphäre haben sich nämlich bisher nicht auffinden lassen. Dagegen haben zahlreiche Beobachtungen gezeigt, daß ein merkwürdiger Zusammenhang zwischen den Veränderungen an der Sonnenoberfläche und den Veränderungen in der Witterung an der Westküste Europas besteht. Die Veränderungen an den Sonnenflecken beispielsweise, in denen die Sonnentätigkeit aber nur zum Teil in Erscheinung tritt, reichen nach Ansicht des Verf. hin, um die beträchtlichen Temperaturunterschiede

in aufeinanderfolgenden Jahren zu erklären. Er tritt daher ebenso wie O. Myrbach für eine genaue und fortlaufende Beobachtung der Erscheinungen an der Sonnenoberfläche ein.

Hopfner-Wien.

F. Lauscher. Zur Definition des idealen Strahlungsfilters. Gerlands Beitr. 27, 47—52, 1930, Nr. 1. Die Bemühungen, zur einwandfreien Anwendung der Zellenmethode die richtigen Filter zu finden, werden in einer allgemeinen Definition des idealen Strahlungsfilters konzentriert. Dieses hat die Aufgabe, die Empfindlichkeit des Meßinstrumentes für Strahlung verschiedener Wellenlänge spektral so zu kompensieren, daß man der Wellenfrequenzabhängigkeit des zu untersuchenden Effektes möglichst nahekommt.

Lauscher-Wien.

H. Reich. Erfahrungen mit geophysikalischen Methoden in Südafrika. Metall u. Erz 27, 287—291, 1930, Nr. 11. Auf Exkursionen gelegentlich des Geologenkongresses in Südafrika hat der Verf. qualitative Messungen des elektrischen Widerstandes natürlicher Gesteine an Ort und Stelle ausgeführt; außerdem wurden Gesteinsproben mitgenommen, deren magnetische Suszeptibilität später bestimmt wurde. Der völlige Mißerfolg elektrischer Aufschlußmethoden in einigen Kupfererzgebieten wird mit dem ariden Klima in Zusammenhang gebracht, in dem das Grundwasser wegen seines starken Salzgehaltes gut leitet. Die Ausichten elektrischer und magnetischer Verfahren bei anderen Vorkommen (Kupfer, Chrom, Asbest) werden abgeschätzt; vor Schematisierung wird gewarnt. Gold- und Diamantlagerstätten, primär oder sekundär, eignen sich nach Ansicht des Verf. nicht zum geophysikalischen Schürfen. Das dankbarste Feld für die Anwendung der geophysikalischen Methoden sieht der Verf. dort, wo die alten Gesteine nicht zu Tage ausgehen, sondern durch jüngere Bildungen verhüllt sind.

J. Bartels.

W. Haack und H. Reich. Zur Frage des tieferen Untergrundes von Schleswig-Holstein. ZS. d. D. Geol. Ges. 82, 375—379, 1930. Gegenüber Einwänden von E. Stolley wird an der Ansicht festgehalten, daß die großen regionalen magnetischen Anomalien und die Schwerestörungen Norddeutschlands durch Hochgebiete kristalliner Gesteine verursacht werden.

J. Bartels.

Herbert von Ludwiger. Das elektrische und magnetische Feld um einen „Erdstrahler“. Ergänzt.-Hefte f. angew. Geophys. 1, 189—226, 1930, Nr. 2. Auf einem Versuchsfeld bei Göttingen wurde Wechselstrom der Frequenz 500 sec⁻¹ und der Stromstärke 2,5 Amp. in zwei Erdelektroden (L-pol) im Abstand von 25 m geleitet. Die Elektroden lagen in den Mergeln und Tonen des Keuper in der Kleperspalte, die in eine gleichförmige Muschelkalkfläche eingelagert ist. Auf etwa 0,5 km² wurde das elektrische Feld im Erdboden sowie das magnetische Feld über dem Erdboden nach Amplitude und Phase vermessen, wobei eine von der Erregung abgezwigte Spannung zum Vergleich diente. Aus der Diskussion ergibt sich für die elektrische Mutung mit Wechselströmen, daß in dem elliptisch polarisierten Drehfelde nicht von Strom- und Äquipotentiallinien gesprochen werden kann. Das elektrische Feld im Boden wird schon von ganz oberflächlichen Verschiedenheiten (z. B. nassen Stellen) stark verzerrt. Die besten Schlüsse auf die Tektonik des tieferen Untergrundes, soweit sie mit Unterschieden der elektrischen Leitfähigkeit verbunden ist, gestatten die magnetischen Daten, die mit einem Rahmen gemessen werden. Denn die Linien gleicher Werte sind über homogenem Untergrund Kreise für drei magnetische Größen, nämlich für die Amplitude der Horizontalkomponente, sowie für die Phasen der Vertikalkomponente und der horizontalen Komponente in Richtung der Dipolnormalen.

J. Bartels.

Geophysikalische Berichte

The international geodetic and geophysical union. Science (N. S.) **123**, 14—15, 1931, Nr. 1879. Bericht über die Teilnahme der Mitglieder der Deutschen geophysikalischen Gesellschaft an den Tagungen der nach dem Kriege unter Ausschluß Deutschlands gegründeten „international geodetic and geophysical union“.

W. Schneider.

Friedrich Nölke. Neue Wege in Erd- und Klimageschichte. Gerlands Beitr. **28**, 228—234, 1930, Nr. 1, 3. Der originelle Gedanke des Verf. besteht darin, die für gewöhnlich nicht bezweifelte Invarianz bestimmter Größen und Zustände als höchst unwahrscheinlich darzustellen. Es sind das vor allem die in den Ozeanbecken enthaltenen Wassermengen, der Zustand der Isostasie, die Solarkonstante. Es ist dann natürlich die Bahn für verschiedenste Hypothesen frei. Conrad-Wien.

P. Terebesi. Rechenschablonen für harmonische Analyse und Synthese nach C. Runge. Wissenschaftliche Erläuterungen (13 S.) mit 8 Textabbildungen und 13 Tafeln. Dazu 26 Rechenschablonen, 2 Rechenbeispiele und 2 Kontrollblätter sowie 1 Gebrauchsanweisung. Berlin, Verlag von Julius Springer, 1930. Die von P. Terebesi ausgearbeiteten Rechenschablonen dienen dazu, ein von C. Runge angegebenes numerisches Verfahren zur harmonischen Analyse gegebener periodischer Funktionen (bzw. zur Synthese aus gegebenen Grund- und Oberschwingungen) derart zu mechanisieren, daß diese Rechnungen mit Leichtigkeit auch von ungeschulten Hilfskräften durchgeführt werden können. Bei der Analyse wird jede Periode durch 24 äquidistante Ordinaten dargestellt. Die Rechenschablonen gestatten, in der Fourientwicklung

$$y = a_0 + \sum a_n \cdot \cos(n \cdot x) + \sum b_n \cdot \sin(n \cdot x)$$

die Koeffizienten a_0, a_1, \dots, a_{12} und b_0, b_1, \dots, b_{11} in einfacher Weise zu bestimmen. Bei der Synthese erhält man auf ähnlichem Weg aus den angegebenen Fourierkoeffizienten die 24 äquidistanten Ordinaten. Eine ausführliche Gebrauchsanweisung dient zur praktischen Einführung in das Rechenverfahren. Ferner liegt den Schablonen eine wissenschaftliche Erläuterung bei (mit 8 Textabbildungen und 13 Tafeln). Die Rechenschablonen von P. Terebesi dürften ein wichtiges Hilfsmittel für alle Zweige der Physik und der Technik darstellen, in welchen harmonische Analysen bzw. Synthesen durchgeführt werden müssen.

Heinrich Jung-Göttingen.

F. Hopfner. Die Randwertaufgabe der Geodäsie. Gerlands Beitr. **27**, 312—325, 1930, Nr. 3/4. Vom Gesichtspunkt der Potentialtheorie aus gesehen liegt in der Aufgabe, die Figur des Geoids aus den auf diese Fläche bezogenen Schwerkraftwerten zu bestimmen, eine zweite Randwertaufgabe vor. Die Gleichung des Geoids wird nämlich durch die einer gewissen Konstanten gleichgesetzte Kräftefunktion des Erdkörpers gegeben, und die Schwerkraftbeschleunigungen in den Punkten dieser Fläche sind die Werte der Ableitungen der Kräftefunktion nach der Flächenormalen in diesen Punkten. Freilich steht die Geodäsie bei dieser Formulierung der Aufgabe vor einem schwierigen Problem; denn die zu bestimmende Fläche verläuft weder völlig im Außen-, noch auch völlig im Innenraum der wirkenden Masse, da das Geoid über den Weltmeeren zwar sehr nahe die Berandung des Erdkörpers ist, aber unterhalb der Festländer im Innern der Erde verläuft. In der Forderung, die Figur des Geoids aus Schwerkraftwerten zu bestimmen, liegt somit eine zweite Randwertaufgabe der Potentialtheorie von ganz spezieller Formulierung vor, da diese Randwertaufgabe eine Zwischenstellung

unter den inneren und äußeren Problemen der Potentialtheorie einnimmt. Die Lösung gelingt durch Einführung besonderer Greenscher Funktionen; sind sie für jede Lage ihres Poles P am Geoid bekannt, so gibt ein Grenzwert bis auf eine additive Konstante den Wert, den das Potential des Erdkörpers im Punkte P annimmt, falls die Schwerkraftbeschleunigungen in den Punkten des Geoids vorliegen. Indem jenen besonderen Greenschen Funktionen noch geeignete Bedingungen vorgeschrieben werden, gehen sie in Funktionen über, die den Fundamentalfunktionen Poincarés nahestehen. Auf ähnliche Weise wird auch die erste Randwertaufgabe der Lösung zugeführt. Ein Existenzbeweis für die postulierten Funktionen sowie für den Limes wird nicht gegeben. *Hopfner-Wien.*

J. Bartels. Bemerkungen zur praktischen harmonischen Analyse. Gerlands Beitr. 28, 1–10, 1930, Nr. 1/3. Für die harmonische Analyse äquidistanter Werte sind Näherungswerte für die Koeffizienten a_n und b_n der Reihenentwicklung durch bekannte Formeln zu finden. Für die mechanische harmonische Analyse verbindet man die gegebenen Ordinatenwerte zu einem Polygonzug oder zu einem Stufenzug. Bei harmonischen Analysen des Polygonzuges berechnet man als Koeffizienten

$$a_n^* = \frac{a_n}{p_n^2} \quad \text{und} \quad b_n^* = \frac{b_n}{p_n^2}$$

und die harmonische Analyse des Stufenzuges gibt

$$a_n^{**} = \frac{a_n}{p_n} \quad \text{und} \quad b_n^{**} = \frac{b_n}{p_n},$$

die des Differenzenganges $y_{\alpha+1} - y_\alpha$ liefert

$$a'_n = \frac{b_n}{q} \quad \text{und} \quad b'_n = -\frac{a_n}{q}$$

und eine Phasenverzögerung um 90° gegenüber dem ursprünglichen Gang. Dabei ist

$$p_n = \frac{\frac{n \Delta x}{2}}{\sin\left(\frac{n \Delta x}{2}\right)} \quad \text{und} \quad q_n = \frac{1}{2 \sin\left(\frac{n \Delta x}{2}\right)}.$$

Zur praktischen Verwendung bei der mechanischen Analyse wird ein Rahmen beschrieben, in dem man mittels verschiebbarer Zungen leicht die Stufenkurve einstellen kann, die dann bequemer und genauer mit dem Fahrstift des Analysators zu umfahren ist, als es bei einer gezeichneten Kurve möglich ist. *F. Steinhauser.*

J. Devaux. Étude photométrique de la pénétration des radiations solaires à l'intérieur des glaciers pyrénéens. C. R. 191, 1358–1360, 1930, Nr. 25. Verfasser mißt in den Pyrenäen photometrisch die Absorption sichtbaren Lichtes im Gletschereis für vier Spektralbereiche und die Verluste des Lichtes beim Eintritt in die Eisoberfläche. Es ergibt sich ein Anwachsen des Absorptionskoeffizienten vom Blaugrün zum Rot um das 1,8fache. Die Schwächung des Lichtes an der Oberfläche ist von der Wellenlänge des sichtbaren Lichtes unabhängig. Bei früheren Messungen der gesamten Strahlungsintensität im Eis hatte sich nahezu der gleiche Absorptionskoeffizient ergeben (0,022), die Schwächung der gesamten Strahlungsintensität an der Oberfläche war jedoch größer als bei den photometrischen Messungen im sichtbaren Gebiet, weil die ultrarote Strahlung schon von den obersten Schichten des Eises vollkommen absorbiert wird.

Frankenberger.

Physics and optics. Electrician 106, 100—101, 1931, Nr. 2746. Aus der Zahl der auf der 21. Jahresausstellung der Physikalischen und Optischen Gesellschaften im Imperial College of Science, South Kensington, gezeigten Apparate werden die folgenden hervorgehoben und näher beschrieben, so der neue Fernseher der Gramophone Company, von dem auch eine Abbildung gegeben wird, weiter ein Starkstromwiderstand von der British Electric Resistance Co. nach Art der Ruhstratschieber, dessen Einzelheiten im Text und durch eine Abbildung erläutert werden. Die Cambridge Instrument Co. hatte einen geophysikalischen Seismographen ausgestellt, der unter Benutzung der mit dem Material wechselnden Schallgeschwindigkeit zur Auffindung von Salzlagerstätten dienen soll. Crompton Parkinson hatte einen Apparat ausgestellt, der das Vorhandensein hoher Spannungen in Stromkreisen anzeigt. Von der Firma Electroflo Meters Co. waren verschiedene Pyrometer, zum Teil Registrierinstrumente, zu sehen. Großes Interesse fand ein Phasenanzeiger von Elliot Brothers, der den Drehungssinn der Phasen eines Drehstromes direkt anzeigt. Lautsprecher wurden von Claude Lyons gezeigt. Ebenfalls großes Interesse erregte ein Belastungsanzeiger von O. E. Malinverno, der so konstruiert ist, daß er die Belastungsschwankungen eines Kesselhauses auf große Entfernungen abzulesen gestattet. Evershed und Vignoles hatten u. a. Isolationsprüfer und einen kombinierten Everstands- und Kapazitätsmesser ausgestellt. Schließlich ist noch ein Apparat von Muirhead and Co. zu erwähnen, der mit Hilfe einer Stimmgabel Drehzahl bzw. Periodenzahl einer Maschine konstant hält.

v. Steinwehr.

Boris Germansky. Über ein optisches Verfahren zur Fourieranalyse. Ann. d. Phys. (5) 7, 453—469, 1930, Nr. 4. Verf. zeigt, daß man die Fourierkoeffizienten einer vorgegebenen Kurve auf optischem Wege erhalten kann, indem man eine Blende (Blendenöffnung) herstellt, deren eine Begrenzungskurve die gegebene Kurve ist. Aus den durch diese Blende bewirkten Beugungserscheinungen lassen sich die gesuchten Koeffizienten leicht bestimmen. Für die praktische Durchführung beschreibt Verf. ein Verfahren zur Herstellung des „Kurvengitters“ (Rasterkopierverfahren). Anwendungsbereich: Beliebige Registrierkurven, z. B. aus Meteorologie, Geophysik usw.

Picht.

M. Robitzsch. Die Arago-Davyschen Doppelthermometer als Meßanordnung für physioklimatische Strahlungsgrößen. Gerlands Beitr. 27, 244—252, 1930, Nr. 2. Die Wirkung der Gesamtstrahlung auf Lebewesen läßt sich günstig wieder nur mit einem Meßkörper und nicht mit Meßflächen erfassen. Wegen seiner Dreidimensionalität ist daher das Arago-Davysche Doppelthermometer zur Bestimmung der physioklimatischen Strahlungsgröße besonders geeignet. Diese wird dabei gegeben durch

$$S = \frac{C}{a-b} \frac{dt_2 - dt_1}{dt_1 \cdot dt_2} (T_i - T'_i),$$

wo a und b die Absorptionskoeffizienten und T_i und T'_i die Gleichgewichtstemperaturen der einzelnen Thermometer bei der Strahlung S sind. C ist der Quotient aus Wärmekapazität und Oberfläche. Der Faktor $(dt_2 - dt_1)/dt_1 dt_2$ gibt den Ventilationseinfluß und die dt lassen sich als Zeiten für einen bestimmten Temperaturabfall bei Abschirmung der Strahlungswirkung beobachten. Unter vereinfachten Annahmen und bei Beachtung der empirisch durch $h = m + n\sqrt{v}$ gegebenen Abhängigkeit der äußeren Wärmeleitfähigkeit h von der Windstärke v wird $S = Q(T_i - T'_i) + R\sqrt{v}(T_i - T'_i)$. Für $v = 0$ kann man mit Hilfe der

bestimmbaren Eichkonstanten Q aus der Temperaturdifferenz $T_i - T'_i$ direkt die Strahlung berechnen. Zufolge der Abhängigkeit von der Ventilation wird durch solche Schwarzweiß-Kugelthermometer, die jetzt nach Angaben des Verf. von der Firma Fuess hergestellt werden, aber nicht die Gesamtwirkung der Strahlung, sondern nur der Teil gemessen, der dem bestrahlten Körper wirklich erhalten bleibt, und das ist ja gerade, was physioklimatisch interessiert. *F. Steinhäuser.*

J. Scholz. Über die Meßmethoden der elektrischen Leitfähigkeit der Atmosphäre. Phys. ZS. 32, 130—139, 1931, Nr. 3. Verf. beschreibt zuerst die Apparaturen (Kondensatoren von Kähler und Voigt konstruiert und vom Verf. umgebaut) und gibt deren Konstante an (ihre Kapazitäten wurden mittels eines kombinierten Gerdien- und Wulfkondensators ermittelt); zur Bestimmung des Kontaktpotentials beider Apparate diente ein Radiothorpräparat. Die Versuche erstreckten sich auf die Ermittlung der passenden Durchsauggeschwindigkeiten, wozu Parallelmessungen unter gleichen und variierenden Bedingungen angestellt wurden, und der Leitfähigkeit der leichten, mittleren und schweren Träger. Die erhaltenen Meßreihen sind in Tabellen zusammengestellt und Abweichungen kenntlich gemacht, so diejenigen bei anderen Windrichtungen, auch der Einfluß des radioaktiv stark verunreinigten Drahtnetzes über der Einsaugöffnung des einen Kondensators u. ä. Bei gleichzeitigen Messungen der Leitfähigkeit und des Potentialgefälles wäre es daher am besten, eine andere Potentialsonde (als eine Radiothorsonde) zu wählen. Die Beobachtungen ergaben ferner eine luftelektrische Wirkung des Regenschutzes (es war ein zweifach geknicktes Rohr, das die Luft passieren mußte, ehe sie in den Meßkondensator gelangte), denn der damit arbeitende Kondensator wies um 40 bis 60 % kleinere Werte auf als der freie Kondensator (ein Teil der Ionenadsorption wird auch auf die infolge Turbulenz kompliziert werdende Luftbahn zu setzen sein). Die Versuche erfolgten bei unmittelbar über der Einsaugöffnung gelegenen Drahtnetz mit einem neuen größeren Drahtnetz in gewisser Entfernung, und zwar immer nach der Auflademethode. Gemessen wurde ferner der Gegenfeldeinfluß nach zwei Methoden und es wurden Versuche ausgeführt zur Feststellung, ob bei künstlich erzeugter Turbulenz im Kondensator die Angaben der beiden Apparate voneinander abweichen; entstehende Wirbel führen dazu, daß eine große Anzahl der Träger schon vor ihrem Eintreten in den Meßkondensator ihre Ladung an die Wand des Zuführungsrohres abgeben. Nach den Messungen ist anzuraten, die Bestimmung des Potentialgradienten mit radioaktiven Sonden weit weg vom Beobachtungsort für die Leitfähigkeit zu verlegen, bei aufgelegtem Drahtnetz wird die positive Leitfähigkeit etwas größer, die negative kleiner, auch nimmt der Feldeinfluß stark zu, sobald man mit der Einsaugöffnung über ein geerdetes Drahtnetz hinausgeht.

Blaschke.

Fritz Albrecht. Ein Meßgerät zur Messung und Registrierung kleiner Windgeschwindigkeiten und seine Anwendung auf die Untersuchung des Wärmeumsatzes an der Erdoberfläche. Meteorol. ZS. 47, 465—474, 1930, Nr. 12. Für die Bestimmung geringer Windgeschwindigkeiten, bei denen mechanische Anemometer wegen ihrer Trägheit versagen, sind Anordnungen bekannt, welche die von der Windströmung abhängige Temperatur eines geheizten Drahtes oder die zu ihrer Konstanthaltung notwendige Wärme messen. Da diese Verfahren den Nachteil haben, daß sie nur bei unveränderter Lufttemperatur einwandfreie Resultate geben, hat der Verf. ein Meßgerät aus zwei nahe beieinanderliegenden Drähten konstruiert. Diese werden in eine Wheatstonesche Brückenanordnung geschaltet und auf verschiedene Temperatur gebracht. Der Zusammenhang zwischen der Windgeschwindigkeit, den Temperaturen der Drähte und ihrer

Heizenergie wird durch eine teils empirische Formel gegeben, deren Konstanten durch Experimente mit bekannten Windgeschwindigkeiten bestimmt werden. Dieses Instrument läßt sich sowohl für sehr kleine wie auch für hohe Windgeschwindigkeiten benutzen. Die Angaben sind jedoch von der Neigung der Drahtachsen gegen die Windrichtung abhängig! Die Anwendung dieses Meßverfahrens auf die Untersuchung der Luftbewegung in geschlossenen Räumen sowie im Freien in der Nähe der Erdoberfläche wird ausführlich beschrieben. Eine Anzahl registrierter Kurven ist in der Arbeit wiedergegeben. Die bei diesen Untersuchungen mit gleichzeitiger Feinregistrierung der Lufttemperatur erhaltenen Ergebnisse bestätigen in großen Zügen die bereits früher vom Verf. entwickelten Vorstellungen über die Luftbewegung in der Nähe der Erdoberfläche und lassen weitere Einblicke in diese Vorgänge erwarten.

Schmerwitz.

Karl Lüdemann. Eine Wald- (Berg-) Bussole mit Doppelbild-Entfernungsmesser. ZS. f. Instrkde. **50**, 693—695, 1930, Nr. 12. *H. Ebert.*

Kölzer. Ein verbesserter Ballon-Theodolit. (2. Mitteilung.) ZS. f. Instrkde. **51**, 37—38, 1931, Nr. 1. Verf. beschreibt ein neuartiges Fadenkreuz, bestehend aus einer polierten, am Rande teilweise versilberten Glasplatte, in die ein Kreuz eingätzt ist. Wird die Platte vom Rande her beleuchtet, so tritt das geätzte Kreuz deutlich hervor. Geeigneter Einbau der Beleuchtungslampe mit Vorschaltwiderstand gestattet es, die Helligkeit des Kreuzes den äußeren Verhältnissen anzupassen und ergibt im praktischen Dienst bei Nachtbeobachtungen gute Resultate.

K. Keil.

E. Dittler und H. Hueber. Über eine neue Methode zur Bestimmung kleiner und kleinster Wasser- und Kohlensäuremengen in Silikaten. ZS. f. anorg. Chem. **195**, 41—59, 1931, Nr. 1. 1. Teil. Verff. wenden die von J. Lindner bei der organischen Elementaranalyse benutzte Methode auf Mineralien und Gesteine an. Das Wasser wird bei hoher Temperatur ausgetrieben, in α -Naphthyl-oxychlorphosphin aufzufangen, wobei es sich quantitativ zu Chlorwasserstoffsäure umsetzt, und letztere mit Natronlauge titriert. Die gravimetrische Bestimmung wird also umgangen, deren Nachteil das Mißverhältnis zwischen der Masse der Absorptionsapparatur und der geringen Gewichtszunahme ist.

Scharnow.

J. B. Ostermeier. Über den Nachweis von Antiklinalen und Synklinalen durch erdmagnetische Messungen. Petroleum **26**, 325—326, 1930, Nr. 10. Verf. weist auf die Möglichkeit hin, durch erdmagnetische Messungen die für das Ansetzen von Bohrungen erforderliche Kenntnis der Lage von Antiklinalen und Synklinalen auf verhältnismäßig einfache Weise zu gewinnen. An Hand eines Beispiels wird berechnet, wie groß die Feldstörungen bei verschiedener Mächtigkeit der über einer Synklinale liegenden Schichten etwa sein dürften. Die Betrachtung ergibt, daß Synklinalen und Antiklinalen um so sicherer durch erdmagnetische Messungen erfaßt werden können, je tiefer das Grundgebirge liegt.

Erk.

Adrien Favre. Les origines du système métrique. XI u. 242 S. Paris, Les presses universitaires de France, 1931. *Scheel.*

J. W. Gregory. The Machinery of the Earth. Nature **126**, 959—963, 1930, Nr. 3190. Der Aufsatz ist die Wiedergabe eines vor Ingenieuren gehaltenen Vortrags. Er zerfällt in drei Teile. Im ersten Teil: „Die Struktur der Erde“ werden die Berechnungen Newtons über die mittlere Dichte der Erde erwähnt. Da diese

ungefähr doppelt so groß ist wie die Dichte der in der obersten Erdkruste vorhandenen Gesteine, so muß das Innere der Erde eine viel größere Dichte als die oberste Erdkruste haben. Es wird dann weiter gezeigt, wie man durch seismische Beobachtungen zu der Kenntnis von der Dreiteilung der Erde (Metallkern, Sulfidschicht, Gesteinskruste) gelangt ist. Im zweiten Teil: „Entstehung und Geschichte der Erde“ wird das Wesentliche von der Nebular- und Planetesimalhypothese gebracht. Die in früheren Zeiten auf der Erde herrschenden klimatischen Verhältnisse sowie die Entstehung der Verteilung von Wasser und Land werden behandelt. Im dritten Teil: „Die Bewegung der Erde“ wird zunächst gezeigt, welche Bewegungen die Erde als Ganzes macht und wie dadurch unser Wetter in den verschiedenen Jahreszeiten bedingt ist. Dann werden die Vorgänge in der Atmosphäre, insbesondere der Transport des Wassers zum Meere und von diesem wieder auf das Land, erläutert. Die Wichtigkeit dieser Vorgänge für alles Leben auf der Erde wird hervorgehoben. *W. Schneider.*

H. Borchert. Über die Bildung der ersten Erstarrungskruste der Erde. Gerlands Beitr. 28, 32–54, 1930, Nr. 1/3. Bei der Verdichtung der Weltkörper soll es wegen der hohen Temperaturen nur zu einer Kondensation der Elemente kommen, während die chemischen Verbindungen nahezu völlig zurücktreten. Bei sinkender Temperatur kommt es zur Oxydbildung, Verschlackung der äußeren Partien unter Einwirkung der sauerstoffreichen Pyrosphäre. *Conrad-Wien.*

Arthur Holmes. Radioaktivität und die thermische Geschichte der Erde. Naturwissensch. 19, 73–79, 1931, Nr. 4. In der ersten Hälfte wird die Geschichte des Problems der Wärmewirtschaft der Erde einerseits, der aus ihr zu erklärenden Erscheinungen andererseits dargestellt. Dann entwickelt Holmes seine neue Konvektionshypothese, nach der zwei übereinandergelagerte Strömungssysteme, das planetarische und das subkontinentale, die Großformen der Erde herausmodellieren. Es handelt sich dabei um Bewegungen eines Mediums von der Zähigkeit $\sim 10^{20}$, dem korrodierende Wirkungen auf die Unterseite der „Kruste“ zugeschrieben werden und das an Stellen hohen Druckes (begegnender Strömungen) in die schwere Eklogitfacies übergeht. Keine quantitativen Betrachtungen zur Kraft- und Energiebilanz. *Kirsch.*

Gerhard Kirsch. Zur Kritik der geologischen Zeitmessung. Phys. ZS. 31, 1017–1018, 1930, Nr. 22. (Vortrag Physikertag Königsberg 1930.) Originalmitteilung einer Neubestimmung der Thoriumhalbwegszeit mittels α -Teilchenzählung, die in Übereinstimmung mit McCoy und Heimann zu $1.8 \cdot 10^{10}$ Jahren gefunden wird. Ferner werden Ergebnisse eines Mitarbeiters angeführt, der z. T. bedeutende Inhomogenitäten an afrikanischen Pechblende-Einzelkristallen festgestellt hat, das Pb/p-Verhältnis betreffend. Diskussion der Zuverlässigkeit und Deutung radioaktiver Altersbestimmungen von Mineralien. *Kirsch.*

C. Mahadevan. X-Ray Study of Vitreous. Indian Journ. of Phys. 5, 525–541, 1930, Nr. 5. Vitreous verschiedener Zusammensetzung und ungleichen Alters (paläozoisch und tertiär) wurden mittels Röntgenstrahlen untersucht. Alle Kohlsorten gaben zwei Diffraktionsringe, einer sehr stark, der andere ziemlich schwach. Die älteren Kohlen ergaben Gitterkonstanten von $3,37 \text{ \AA}$ für den inneren starken Ring und $2,12 \text{ \AA}$ für den äußeren schwachen Ring. Für die tertiären Kohlen waren diese Zahlen etwas höher, nämlich $3,50 \text{ \AA}$ und $2,21 \text{ \AA}$. In allen Aufnahmen wurde eine starke Streuung zwischen dem direkten Strahl und den Ringen beobachtet; die Intensität dieser Streustrahlung ist im Falle der ältesten

Kohlen ungefähr proportional zur Summe von Feuchtigkeitsgehalt und Glühverlust. Bei den neueren Kohlen trifft diese Beziehung aber nicht zu; sie zeigen dieselbe Intensität der Streustrahlung für eine sehr viel kleinere Summe. Diese Tatsachen weisen auf Gleichheit der Kohlensubstanz hin, scheinen aber andererseits zu zeigen, daß in den neueren Kohlen der Verkohlungsprozeß noch nicht so weit fortgeschritten ist. Die Kohlen wurden entwässert und geglüht und von den Residuen wurden Röntgenaufnahmen gemacht. Mit der Entwässerung vermindert sich die Streustrahlung ein wenig; zu gleicher Zeit werden die Ringe etwas breiter, behalten aber ihren Platz. Die Größe der diffraktierenden Teilchen wurde mit Laues Formel berechnet und in allen Fällen kolloidaler Abmessungen gefunden. Mit Pyridin und Benzol extrahierte Vitraie ergaben dieselbe Gitterkonstante, nur hatte die Breite der Beugungsringe etwas zugenommen, ebenso wie die Streustrahlung. Die Asche der Vitraie ergab drei sehr verwaschene Ringe, darauf hindeutend, daß die Mineralsubstanzen in kolloidalem Zustand anwesend ist.

A. Claassen.

H. Seifert. Geologische Thermometer. S.-A. Fortschr. d. Min., Krist. u. Petrogr. 14, 168—291, 1930. Entsprechend dem hauptsächlichsten Zweck der Zeitschrift „Fortschritte der Mineralogie, Kristallographie und Petrographie“ bringt die vorliegende Veröffentlichung eine Darstellung der Fortschritte, die auf dem Gebiete der geologischen Thermometrie gemacht worden sind. Das Bändchen zerfällt in zwei Teile; im ersten Teil wird das Grundsätzliche über geologische Thermometer gebracht und im zweiten wird das bisher vorliegende Material einer kritischen Untersuchung unterzogen. Ein ausführliches Inhaltsverzeichnis bildet den Schluß.

W. Schneider.

The earth's center. Science (N. S.) 72, X, 1930, Nr. 1874. (Suppl.) In diesem kurzen Artikel ist unser heutiges Wissen über die Zusammensetzung des Erdinnern ganz allgemeinverständlich mitgeteilt, wobei der Erforschung der Erdbebenwellen das Hauptverdienst an diesen Erkenntnissen zuerkannt wird. Schmerwitz.

Gregory Paul Baxter and Allen Douglass Bliss. The atomic weight of uranium lead from Swedish kolm. Journ. Amer. Chem. Soc. 52, 4848—4851, 1930, Nr. 12. Das Atomgewicht des Bleis aus schwedischem Kolm, das zu geologischen Zwecken untersucht wurde, ist zu 206,013 bestimmt worden. Das ist der kleinste Wert, der bisher gefunden wurde. Für gewöhnliches Blei finden die Verf. den üblichen Wert 207,218. Das Blei aus dem schwedischen Kolm enthält vorwiegend das Isotop Pb^{206} . Die Erklärung dafür wollen die Verf. durch weitere Untersuchung des Urans, das im schwedischen Kolm enthalten ist, gewinnen. Rosen.

Gregory Paul Baxter and Allen Douglass Bliss. The atomic weight of uraninite lead from Wilberforce, Ontario, Canada. Journ. Amer. Chem. Soc. 52, 4851—4853, 1930, Nr. 12. Für das Atomgewicht des aus einem kanadischen Uraninit gewonnenen Bleis ist der Wert 206,195 gefunden worden. Die von Wells durchgeführte Analyse dieses Uraninits ergab 53,52 % Uran, 10,37 % Thorium und 9,26 % Blei. Aus den bekannten Werten des Gewichtsverhältnisses der Pb-Isotope Pb^{206} und Pb^{207} und des „Uranäquivalents“ des Thoriums (0,38) und aus dem gefundenen Prozentgehalt läßt sich der Wert 206,23 für das Atomgewicht des Bleis aus dem Uraninit berechnen. Der Unterschied zwischen diesem und dem experimentell gefundenen liegt außerhalb des Meßfehlers, so daß die Verf. annehmen, daß die zu der Berechnung benutzten Daten noch nicht alle sicher sind. Rosen.

G. v. Hevesy und A. Guenther. Versuche, ein stabiles Isotop des Poloniums aufzufinden. ZS. f. anorg. Chem. 194, 162—178, 1930, Nr. 2/3. Insoweit

bisher bekannt ist, haben nur die Elemente *d* 1, *d* 2 und *d* 3 sowohl stabile wie radioaktive Isotope. Um ein etwa vorhandenes stabiles Poloniumisotop (*d* 4) aufzufinden, wurden größere Mengen der Tellurminerale: Hessit, Calaverit, Nagyagit und der Wismutminerale: Wismuttellurid, Wismutglanz und metallisches Wismut aufgearbeitet unter Verwendung von Polonium als Indikator. Das Polonium wurde der Lösung der Minerale zugesetzt und am Ende der Aufarbeitung wieder abgeschieden. Ein etwa vorhandenes stabiles Poloniumisotop hätte sich gemeinsam mit dem Polonium ausgeschieden. Es zeigte sich jedoch, daß der das gesamte Polonium enthaltende Niederschlag nur etwa $\frac{1}{10}$ mg Gewicht hatte. woraus schon gefolgert werden konnte, daß der Gehalt der aufgearbeiteten Minerale an inaktivem Polonium weniger als $10^{-5}\%$ beträgt. Eine röntgenspektroskopische Untersuchung des Niederschlags nach der Sekundärstrahlmethode ergab, daß dieser Niederschlag noch weniger als 10^{-6} des gesuchten Elements enthielt. Daraus folgt, daß in den untersuchten Tellur- und Wismutmineralen, in denen ein etwaiges stabiles Poloniumisotop hätte vorhanden sein müssen, weniger als 10^{-11} g des gesuchten Elements pro Gramm Mineral vorhanden ist. Zur Durchführung der Untersuchung wurde eine Methode ausgearbeitet, welche ermöglicht, Polonium chemisch und elektrolytisch von großen Mengen von Fremdsubstanzen, insbesondere Tellur und Wismut, zu trennen. Eine systematische Untersuchung der elektrolytischen Abscheidung an verschiedenen Metallen lieferte die günstigsten Ergebnisse bei Verwendung von Molybdän als Elektrodenmineral.

Sizoo.

J. Joly. The Geological Importance of the Radioactivity of Potassium. *Nature* **126**, 953, 1930, Nr. 3190. Holmes und Lawson haben den Beitrag der Aktivität des Kaliums zur Erdwärme berechnet, indem sie aus der Lebensdauer die Zahl der β -Teilchen zu 225 Teilchen pro Sekunde und Gramm ermittelten und diese Zahl verwendeten. Der Verf. verweist darauf, daß vor kurzem direkte Zählversuche (Mühlhoff) für diese Teilchenzahl nur 23 ergaben und daß der auf Grund dieser Zahl merklich verringerte Wärmeanteil des K mit den Spekulationen des Verf. in gutem Einklang sei.

K. W. F. Kohlrausch.

G. v. Hevesy, E. Alexander und K. Würstlin. Die Häufigkeit der Elemente der Vanadiumgruppe in Eruptivgesteinen. *ZS. f. anorg. Chem.* **194**, 316—322, 1930, Nr. 4. Der mittlere Niob- und Tantalgehalt von 282 Eruptivgesteinsproben wurde zu $3,2 \cdot 10^{-7}$ bzw. $2,4 \cdot 10^{-7}$ g gefunden, der Vanadiumgehalt zu $2 \cdot 10^{-4}$. Das Häufigkeitsverhältnis der Elemente der Vanadiumgruppe in Eruptivgesteinen und Meteoriten wird diskutiert.

Kirsch.

R. A. Sonder. Über die Häufigkeitszahlen der Elemente und das Vorhandensein einer Kernperiodizität. (Zum Artikel I. und W. Noddack in Heft 35.) *Naturwissensch.* **18**, 939—940, 1930, Nr. 45. Es wird die gute Übereinstimmung der Analysenresultate von I. und W. Noddack mit schon früher vom Verf. theoretisch abgeleiteten Häufigkeitszahlen festgestellt.

Kirsch.

V. M. Goldschmidt. Geochemische Verteilungsgesetze und kosmische Häufigkeit der Elemente. *Naturwissensch.* **18**, 999—1013, 1930, Nr. 47/49. (Vortrag Versammlung der Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte Königsberg 1930.) Vollständiger Überblick über den gegenwärtigen Stand des Gebietes mit reichlichen Angaben von Zahlenmaterial und Diagrammen: Unter anderem werden mit Ziffern belegt die mittlere Zusammensetzung der äußeren Lithosphäre, die Tarnung (Al—Ga usw.), die Ähnlichkeit der Lanthaniden,

isomorphe Mischbarkeit verschiedenwertiger Ionen, die Verteilung der Edelmetalle in irdischen Gesteinen und Meteoriten; ferner sind Diagramme zur Entwicklung magmatischer Gesteine sowie zur Zusammensetzung der oberen Lithosphäre, der Meteoriten, der Sonnen- und Sternatmosphären usw. beigegeben. „Als Gesamtergebnis unserer Untersuchungen zeigt sich, daß die Verteilungsweise der Elemente durch Eigenschaften ihrer Elektronenhüllen gesetzmäßig bestimmt wird, daß aber die Häufigkeit der einzelnen Atomarten von Eigenschaften des Atomkernes bestimmt wird, und daß die Gesetzmäßigkeiten, welche für die Atomhäufigkeit gelten, offenbar in allen der Beobachtung bisher zugänglichen Teilen der Welt gleichartig zur Auswirkung kommen.“ *Kirsch.*

Otto Hahn. Das Alter der Erde. Naturwissensch. 18, 1013–1019, 1930, Nr. 47/49. (Vortrag Versammlung der Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte Königsberg 1930.) Es werden zunächst alle Arten, das Alter unseres Planeten abzuschätzen, gegeneinander abgewogen und sodann die radioaktiven Methoden, beruhend auf der Ansammlung der Zerfallsprodukte, einer eingehenderen Kritik gewürdigt. (Zeittabelle zur geologischen Geschichte der Erde.) Zusammenfassend können heute 1500 und 3000 Millionen Jahre als untere bzw. obere Grenze des Alters der Erde angegeben werden. *Kirsch.*

Wilhelm Eitel. Die Bedeutung der Silikatsynthese für die Geochemie. Naturwissensch. 18, 1019–1025, 1930, Nr. 47/49. (Vortrag Versammlung der Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte Königsberg 1930.) Neben Besprechung des Systems Kieselsäure–Magnesia und Kieselsäure–Kalk–Tonerde als gutbearbeiteten Beispielen (Diagramme) wird die Frage der Elementmigrationen näher beleuchtet sowie die Nachahmung komplizierter Silikatstrukturen durch analoge, aber experimentell handlichere Stoffe (Karbonatschmelzen). Als Hauptergebnis der Arbeiten über Silikatsynthese ist die Erkenntnis zu werten, daß die Kristallisationsdifferentiation das leitende Prinzip für die Entwicklung der verschiedenen Magmenstämme (normale, nasse, trockene und Alkaligesteine) anzusehen ist. *Kirsch.*

Georges Tiercy. La déviation gravitationnelle des rayons solaires et le régime thermique des hauts plateaux. Arch. sc. phys. et nat. (5) 12, 297–318, 1930, September/Oktober. Sitzungsbericht C. R. Séances Soc. de phys. de Genève 47, 87–88, 1930, Nr. 2 [Suppl. Arch. sc. phys. et nat. (5) 12, 1930, Juli/August). Vorliegende Arbeit, die der Schweizer Gesellschaft für Geophysik, Meteorologie und Astronomie vorgelegt wurde, befaßt sich mit der Deutung der Gestalt der Jahresisothermen in der Nähe ausgedehnter Hochflächen. Verf. macht für die festgestellte Vermehrung der Jahresmittel die aus der Einsteinschen Gravitationstheorie sich ergebende Ablenkung in der Nähe großer Massen verantwortlich. Diese Theorie wird am Beispiel des Hochlandes von Tibet ausgeführt. Die Ablenkung beträgt in diesem Falle $2'' \cdot 10^{-8}$, die damit berechnete Wärmezunahme ergibt in etwa 10^9 Jahren eine Temperaturvermehrung von 5°C . Bei Beachtung der Strahlung zwischen Erde und Atmosphäre folgt mit dem Absorptionsvermögen 0,60 bis 0,65 im Falle thermischer Stabilität die Temperatursteigerung von 4 bis 6°C (beobachteter Wert 4 bis 5°C); die dazu erforderliche Zeit ist $1,4 \cdot 10^9$ Jahre, eine Zeitdauer, die der Größenordnung nach das Alter dieser Formation darstellt. Eine Folge dieser Theorie ist die geringere Temperatur in benachbarten tieferen Orten, was durch die Isothermen angezeigt wird. Eine Ausdehnung auf das Verhalten bei der Grenze von Meer und Kontinent ist möglich, da die letzteren dreimal mehr Masse besitzen. *Sättele.*

B. Haurwitz. Über die Änderung der Schwere im Erdinnern. Gerlands Beitr. 28, 126—128, 1930, Nr. 1/3. An einer nach dem Gravitationsgesetz anziehenden Kugel wird berechnet, daß die Fallbeschleunigung an der Erdoberfläche für jede kugelsymmetrische innere Dichteverteilung einen Extremwert erreicht, wenn $d_R/d_m = 2/3 \sim 0,667$, wo d_m die mittlere und d_R die Dichte an der Erdoberfläche ist. Ein Maximum wird erreicht, wenn die Dichtezunahme nach dem Erdmittelpunkt hin größer ist als d_R/R (R = Erdradius). Damit steht in Zusammenhang die von Gutenberg unter speziellen Annahmen über die Dichteverteilung gefundene angenäherte Konstanz der Schwerebeschleunigung in den ersten 300 km, wenn sich die Dichte dieser obersten Schicht zu d_m wie 2 : 3 verhält. Bei Annahme des Dichtegesetzes von La Roche ist wohl die für ein Maximum geforderte Dichtezunahme gegeben, aber es wird $d_R/d_m \sim 0,437$, woraus geschlossen wird, daß die maximale Schwerebeschleunigung erst in einer gewissen Tiefe unter der Erdoberfläche erreicht wird. *F. Steinhauser.*

Chûji Tsuboi. Report on the Activity of the Earthquake Research Institute, Tokyo Imperial University, in the Former Half of 1930. Gerlands Beitr. 28, 355—362, 1930, Nr. 1/3. Es wird hier auszugsweise über folgende Arbeiten des im Titel genannten Forschungsinstitutes berichtet: Über die auch für japanische Verhältnisse außerordentliche Bebenaktivität auf der Iduhalbinsel, die Mitte Februar 1930 einsetzte. Seismometrische Registrierungen ließen den Schluß zu, daß es sich um einen unterseeischen Herd von kleiner, horizontaler und vertikaler Ausdehnung handelt, der alle diese Beben aussendet. Die Bebenperiode hat eine Landhebung um etwa 100 mm zur Folge. Es wird ein Vertikalpendel von großer Längsdimension von R. Takahasi beschrieben. Von K. Suyehiro wurden eine Reihe von Modellexperimenten über die Erdbebenfestigkeit von Holzhäusern angestellt. T. Terada untersuchte auf Grund von historischen Dokumenten den Zusammenhang der Form der pleistoseisten Zone japanischer Beben mit der geologischen Struktur. Von C. Tsuboi rührt eine Untersuchung der Deformation der obersten Erdkruste anlässlich des Tangedbebens her. Es wurden dabei die Resultate der Triangulation vor und nach dem Erdbeben zugrunde gelegt und konnten sehr interessante Gesetzmäßigkeiten aufgezeigt werden. Zu erwähnen wären noch theoretische Arbeiten von K. Sezawa über freie Schwingungen einer elastischen Oberfläche von begrenzter Dicke über einem unendlichen elastischen Hohlraum, von K. Sezawa und G. Nishimura über die Bewegung von Landschollen, schließlich von Nishimura über die Deformation eines den unendlichen Halbraum erfüllenden elastischen Körpers unter der Einwirkung einer bestimmten Temperaturverteilung. *Conrad-Wien.*

Luis Rodés. Période diurne et annuelle dans la distribution de 1944 tremblements de terre enregistrés par un même sismographe. Gerlands Beitr. 28, 238—240, 1930, Nr. 1/3. Die Seismographen des Observatoire de l'Ebre registrierten in den 16 Jahren 1914 bis 1929 1944 Beben von verschiedenster Herdentfernung. Es ergibt sich eine Tagesschwankung von 56,6 % zwischen 17 und 4 Uhr Weltzeit und von 43,4 % zwischen 5 und 16 Uhr. Es wird gezeigt, daß zur Zeit des Häufigkeitsmaximums die habituellen Gebiete der Großbeben auf der Erde dann auf ihrer Tagseite liegen. Zu ähnlichen Schlüssen über die Einwirkung der Strahlung bzw. der Temperatur auf die Auslösung der Beben führt auch die Betrachtung der Jahresschwankung, die sich aus dem genannten Material ergibt. Nahbeben mit Herden von höchstens 1000 km Epizentraldistanz weisen ein Hauptmaximum zwischen 15 und 18 Uhr, ein Hauptminimum zwischen 5 und 8 Uhr und ein sekundäres Maximum zwischen 23 und

2 Uhr auf. Im Jahresgang sind Juli, August, September die bebenreichsten, Dezember, Januar, Februar die bebenärmsten Monate. Die Amplitude ist jedoch recht klein.

Conrad-Wien.

Ch. Poisson et J. Delpent. Observations magnétiques à Tananarive. C. R. 192, 104–105, 1931, Nr. 2. Es wird mitgeteilt, daß die früher einmal ausgeführten magnetischen Beobachtungen wieder regelmäßig in dem Observatorium seit dem 1. Januar 1929 aufgenommen worden sind. Alle 15 Tage werden absolute Bestimmungen vorgenommen. Die zur Verfügung stehenden Meßapparate werden beschrieben. Für die Deklination, die Horizontal- und Vertikalkomponente, die Inklination und Totalintensität sind die mittleren Jahreswerte für 1929 angegeben. Außerdem enthält der Artikel noch für die drei erstgenannten Größen in Tabellen die monatlichen Mittel und die jährlichen Mittel für jede Stunde.

Schmerwitz.

J. A. Fleming and H. W. Fisk. On the distribution of permanent repeat-stations. ZS. f. Geophys. 7, 74–80, 1931, Nr. 1/2. Diese Abhandlung aus dem Carnegieinstitut in Washington bildet noch einen Beitrag zur Adolf Schmidt-Festschrift. Es werden hier an Hand von Karten bei weitgehender Berücksichtigung aller einflußreichen Faktoren die Fragen der Erweiterung des magnetischen Vermessungsnetzes durch feste Wiederholungsstationen (repeat-stations) dargelegt.

Schmerwitz.

Ad. Schmidt. Über die sternntägige Schwankung des Erdmagnetismus. ZS. f. Geophys. 7, 134, 1931, Nr. 1/2. (Vortrag 9. Tagung D. Geophys. Ges. Potsdam 1930.) Es wird als Hypothese angenommen, daß die tägliche Variation des Erdmagnetismus einen nach Sternzeit verlaufenden Teil enthält. Dieser läßt auf das Bestehen eines festen homogenen Magnetfeldes in der Umgebung der Erde schließen und kann auch angenähert abgeschätzt werden. Die zur Erdachse senkrechte Komponente dieses Feldes ergibt sich so zu etwa 3 γ . Die Möglichkeit, eine äußere magnetische Wirkung der Sonne als Erklärung heranzuziehen, wird auf Grund neuerer Untersuchungen fallen gelassen.

Schmerwitz.

S. Chapman and A. T. Price. The electric and magnetic state of the interior of the earth, as inferred from terrestrial magnetic variations. Phil. Trans. (A) 229, 427–460, 1930, Nr. 679. Aus der allgemeinen Lösung der Laplaceschen Gleichung für das Potential des magnetischen Feldes der Erde, die durch eine Reihe von Kugelfunktionen dargestellt wird, werden in dieser Arbeit die Faktoren untersucht, die den magnetischen Stürmen entsprechen. Hierbei werden die Hauptformeln für die elektromagnetische und magnetische Induktion in einem als gleichförmig leitend angenommenen Kugelkern abgeleitet. Es ergibt sich u. a., daß so keine getrennten Werte für die Leitfähigkeit wie für die Permeabilität erhalten werden können, sondern nur das Verhältnis beider. Weiter werden dann noch numerische Werte für die Induktion durch ein Sturmzeitfeld abgeleitet unter der Annahme, daß die Permeabilität gleich 1 ist. Die Resultate werden mit Meßergebnissen verglichen. In den folgenden Kapiteln wird ebenso weitgehend theoretisch die Verteilung der induzierten Ströme in der Erde behandelt und im Zusammenhang mit Meßergebnissen und anderen Theorien sehr ausführlich erörtert.

Schmerwitz.

Herbert P. Evans. A two dimensional boundary value problem for the transmission of alternating currents through a semi-infinite heterogeneous conducting medium. Phys. Rev. (2) 36, 1579–1588, 1930, Nr. 10. Der Arbeit liegt folgendes praktisches Problem zugrunde: Ein parallel zur Erd-

oberfläche ausgespannter Leiter wird mit Wechselstrom gespeist. Die Rückleitung erfolgt an beiden Enden des Leiters durch die Erde. Aus den Feldstärkemessungen zwischen Leiter und Erdoberfläche soll auf die Leitfähigkeit der inneren Erdschichten geschlossen werden können. Zur mathematischen Behandlung des Problems wird der Leiter als unendlich lang betrachtet und die Erde als unendlicher Halbraum mit einer Schicht an der eben gedachten Oberfläche, die eine andere Leitfähigkeit besitzt als im Innern der Erde. Das ebene Randwertproblem (Ebene senkrecht zum Leiter) führt unter Berücksichtigung der Randbedingungen und der Bedingungen im Unendlichen zur Bestimmung einer Funktion ϕ , die die Wellengleichung in dem Luftraum erfüllt und aus der die Feldgrößen bestimmt werden können. Das Integral in dem Lösungsausdruck für ϕ wird noch durch eine konvergente Reihe einfacherer Integrale dargestellt, die im einzelnen eine physikalische Deutung zulassen. Da meist niederfrequenter Wechselstrom angewandt wird, werden die Verschiebungsströme zwischen Leiter und Halbraum vernachlässigt. Von Carson (vgl. diese Ber. 8, 1404, 1927) wurde bereits eine Lösung angegeben für den Fall, daß der Halbraum ein homogenes Medium enthält. Von Haberland (vgl. diese Ber. 8, 1610—1611, 1927) stammt eine Lösung für eine genügend dünne Oberflächenschicht. Der vom Verf. angegebene Weg gilt für jede Dicke.

Johannes Kluge.

A. Wigand, J. Schubert und E. Frankenberger. Ein neues Verfahren der luftelektrischen Raumladungsmessung. ZS. f. Geophys. 6, 458—463, 1930, Nr. 8. Nach der Poissonschen Gleichung kann man die Raumladung aus der Änderung der Potentialgradienten bestimmen. Bei gleichförmiger Verteilung der Raumladung kann man den Differentialquotienten in einen Differenzenquotienten umwandeln. Bringt man also in gleichen Abständen drei luftelektrische Kollektoren 1, 2 und 3 übereinander an, welche die Potentiale V_1 , V_2 und V_3 annehmen, so ist $(V_3 - V_2) - (V_2 - V_1) = 2[(V_3 + V_1/2) - V_2]$ proportional der Raumladung. Sind die Leitwerte der Kollektoren 1 und 3 gleich groß, so kann man diese Differenz messen, wenn man Kollektor 1 und 3 mit dem Innenkonduktor und Kollektor 2 mit den Fäden eines Zweifaden-Elektrometers verbindet. Damit Schwankungen des elektrischen Feldes der Erde, welche nicht von Schwankungen der Raumladung herrühren, ohne Einfluß auf die gemessene Spannung bleiben, müssen die Ladezeiten der Systeme Kollektor 1, 3 — Innenkonduktor und Kollektor 2 — Fäden gleich sein.

Frankenberger.

Ch. Maurain, Mlle G. Homery et G. Gibault. Sur le courant électrique vertical atmosphérique. C. R. 191, 87—89, 1930, Nr. 2. Es werden die Beobachtungsergebnisse am Observatorium von Val-Joyeux des atmosphärischen elektrischen Vertikalstromes mitgeteilt. Die Beobachtungen erstrecken sich bei dreimaliger täglicher Bestimmung der Feldstärke F und der Leitfähigkeit λ und λ' der positiven und negativen Ionen über 1924 bis 1929. In zwei Tabellen folgen die Monatsmittel des Stromes für positive Werte und für alle Werte. Die Gesamtmittel sind im ersten Fall $4,40 \cdot 10^{-7}$, im zweiten Fall $3,28 \cdot 10^{-7}$ E. S., für die ganze Erde ergibt dies einen Strom von 760 bzw. 570 Ampere. Der Vertikalstrom ist maximal im Sommer, das elektrische Feld im Winter, die Leitfähigkeit im Sommer. Beide sind bei klarem Himmel stärker, was einem größeren Anteil der kleinen, sehr beweglichen Ionen entspricht.

Sättele.

V. C. A. Ferraro. A Recombination in Ionized Streams of Corpuscles from the Sun. Monthl. Not. 91, 184—187, 1930, Nr. 1. Die Frage nach der Wiedervereinigung von Ionen in neutrale Atome in einem ionisierten Korpuskularstrahl auf dem Wege Sonne—Erde, die von Lindemann untersucht wurde.

wird hier unter Zugrundelegung der Kramersschen Theorie betrachtet, auf die geometrische Strahlverbreiterung wird Rücksicht genommen. Für die zahlenmäßige Auswertung werden Ca^+ -Ionen benutzt. Die mittlere freie Weglänge stimmt der Größenordnung nach mit der Lindemannschen Bestimmung überein ($8,3 \cdot 10^{13} : N \text{ cm}$), der Koeffizient der Wiedervereinigung wird $3 \cdot 10^{-12}$ und der Anteil der wiedervereinigten Atome im Abstand der Erdbahn ist $1,4 \cdot 10^{-9} N_0$. Der Anteil steigt kontinuierlich, wenn sich das Element von der Sonne entfernt, aber strebt zu einem endlichen Grenzwert. Der Wert im Erdbstand zeigt, daß die Wiedervereinigung in neutrale Atome bei den in Frage kommenden Ionendichten des Strahles vernachlässigt werden kann. *Sättele.*

Helge Petersen. Om Luftelectricitet og luftelektriske Maalinger. Fysisk Tidsskr. 28, 97—132, 1930, Nr. 4/5. Kurze Zusammenfassung über Luftelektrizität und ihre Meßmethoden. Es werden behandelt: luftelektrisches Potential, Leitfähigkeit, Ladung der Niederschläge, Simpsons Gewittertheorie, Kernzählungen, Wirkung der radioaktiven Substanzen, Höhenstrahlung, Vertikalstrom. *Kolhörster.*

Victor F. Hess. Über Zählungen der Kondensationskerne im Innsbrucker Mittelgebirge. Gerlands Beitr. 28, 129—150, 1930, Nr. 1/3. Die Messungen wurden mit dem Aitken-Lüdelingschen Staubkernzähler bei Lans (900 m, Innsbrucker Mittelgebirge) in den Sommern der Jahre 1929 und 1930 vorgenommen. Der Apparat wurde vorher vom Verf. von einigen Konstruktionsfehlern befreit und mit einer einwandfreien Expansionsskala versehen. Die an den normal käuflichen Apparaten angebrachte Skale kann immerhin Fehler bis zu einigen Prozenten hervorbringen. Die Kernzahl trägt im Mittel pro Quadratcentimeter 3290 im Sommer 1929 und 3810 im Sommer 1930. Die Extreme betragen 560 und etwa 12000. Messungen auf umliegenden Bergen bis zu 2300 m ergaben auch hier eine Abnahme der Kernzahl mit der Höhe. Föhn (Südwind) und Regen erniedrigen die Kernzahl. Ein Zusammenhang mit Sonnenscheinintensität und Sicht war nicht feststellbar. Die zwischen dem letzteren Element und der Kernzahl von Wigand abgeleitete funktionelle Beziehung konnte nicht verifiziert werden. Anwachsener Windgeschwindigkeit entspricht starke Abnahme der Kernzahl. Ein Zusammenhang von letzterer mit Bewölkung, Luftdruck, Druckgradienten, Temperatur und Feuchtigkeit scheint recht lose und wohl sekundärer Natur zu sein. Es wird auf die Möglichkeit hingewiesen, Kernzählungen für kurzfristige lokale Föhn- und Gewitterprognosen zu verwerten. Aus den angeführten Mittelwerten der Kernzahlen wird die Zahl der schweren Ionen jedes Vorzeichens zu etwa 1000 pro Kubikcentimeter geschätzt. *Conrad-Wien.*

Oskar Mathias. Über den Kleinionengehalt der Luft auf Helgoland und seine Abhängigkeit von meteorologischen Faktoren. Gerlands Beitr. 27, 360—377, 1930, Nr. 3/4. Der Verf. untersucht die Abhängigkeit des Kleinionengehaltes der Luft auf Helgoland von den meteorologischen Faktoren, soweit dies mit der zur Verfügung stehenden kurzen Reihe von 37 Beobachtungen sich machen läßt. Deutlich zeigte sich eine Abnahme der Kleinionenzahl mit zunehmender Aitkenkernzahl, was durch eine Vergrößerung der Anlagerungswahrscheinlichkeit erklärt werden kann. Damit ist auch der Zusammenhang mit Windrichtung, Sicht und Intensität des Sonnenscheins gegeben: Größere Kleinionenzahl bei NNW und NW (Polarluft), bei größerer Sicht und Sonnenscheinintensität. Ein Einfluß der Temperatur konnte nicht festgestellt werden, wohl zu über eine mit der Bewölkung wachsende Zunahme des Kleinionengehalts, die noch zu überprüfen

und zu erklären ist. Bei hohem Wasserstand wurde größere Kleinionenanzahl gefunden als bei niederem. Das Verhältnis n^+/n^- zeigte eine Abnahme mit wachsender Kernzahl und zunehmender Feuchtigkeit, was durch eine verschiedene Anlagerungsfähigkeit der positiven und negativen Ionen erklärt wird.

F. Steinhäuser.

H. Israël. Schwere Ionen der Atmosphäre. ZS. f. Geophys. 7, 127—133, 1931, Nr. 1/2. (Vortrag 9. Tagung D. Geophys. Ges. Potsdam 1930.) Neben den von Elster und Geitel gefundenen Kleinionen sind nach einer Entdeckung von Langevin (1905) noch schwere Ionen von mehr als 1000mal geringerer Beweglichkeit in der Atmosphäre vorhanden, deren Anzahl sogar 10 bis 100mal größer ist. Diese spielen durch ihre Raumladung, ihr Potentialgefälle und als Kondensationskerne eine wichtige Rolle in der atmosphärischen Elektrizitätsforschung. Nach neueren Arbeiten von Dessauer haben sie auch physiologisch-wissenschaftliche Bedeutung erhalten. Die Erforschung dieser Ionen erstreckt sich im wesentlichen auf die Bestimmung der Zahl in der Volumeneinheit und der Beweglichkeit. Die Apparate zur Ionenzählung sind im Prinzip Kondensatoren, durch die die ionenhaltige Luft hindurchgesaugt wird. In der vorliegenden Arbeit werden die Versuchsbedingungen bei solchen Messungen nach allen Richtungen erörtert, um einwandfreie Aussagen über die wirklichen Verhältnisse in der Luft machen zu können. Verschiedene vom Verf. und anderen benutzte Apparate werden durchgesprochen. Anschließend wird aus Meßergebnissen, insbesondere an Hand wiedergegebener Charakteristiken, erörtert, wie hierbei auch die verschiedenen Beweglichkeitsgruppen aus den Meßkurven entnommen und Aussagen über die Intensitätsverteilung auf diese Gruppen gemacht werden können. Die Messung eines solchen Ionenspektrums stößt auf nicht unerhebliche experimentelle Schwierigkeiten und ist deshalb nach Angabe des Verf. noch sehr lückenhaft. Die kleinste Beweglichkeit wurde jedoch übereinstimmend zu $3 \cdot 10^{-4}$ cm/sec : Volt/cm gefunden. In einigen weiteren Abschnitten werden die Beobachtungsergebnisse an verschiedenen Orten Europas zusammengestellt und besprochen. Am Schluß folgt dann noch eine Betrachtung über die Gleichgewichtsbedingungen zwischen Kleinionen, Großionen und ungeladenen Kernen. Hiernach folgt insbesondere aus einer großen Reihe von Meßresultaten, daß die Wiedervereinigung nicht durch eine Konstante, sondern nur durch eine Wiedervereinigungsfunktion charakterisiert werden kann.

Schmerwitz.

W. Westphal. Beobachtung eines Kugelblitzes. Naturwissensch. 19, 19—20, 1931, Nr. 1. Kurzer Bericht über einen Kugelblitz am 23. November 1930 in Berlin.

Kohlörster.

G. Guéhen. Le plomb peut-il être rendu radioactif? Ann. de Bruxelles (B) 50, 117—121, 1930, Nr. 3/4. Wieder ein Beitrag zur Behauptung Maracineanus, daß unter dem Einfluß der Sonnenbestrahlung Blei radioaktiv werden kann. Nach einer Zusammenstellung der bisherigen diesbezüglichen Beobachtungen anderer Autoren werden kurz die Ergebnisse der eigenen Beobachtungen besprochen. Mehrere aus demselben Block geschnittene Bleistücke werden verschiedenen Einwirkungen ausgesetzt (der Sonnenstrahlung, der Quarzlampe, Röntgenstrahlung, der γ -Strahlung von 83 mg Ra) und nachher untereinander in drei verschiedenen Anordnungen verglichen. Es wurde nicht die geringste Einwirkung gefunden, alle Bleistücke verhalten sich genau gleich wie das Vergleichsstück.

K. W. F. Kohlrausch.

Augustin Boutaric et Mlle Madeleine Roy. Sur la radioactivité de divers métaux provenant de toitures anciennes. C. R. 190, 483—485, 1930, Nr. 8.

Es werden Beobachtungen an Stücken aus Fe , Zn , Cu von alten Dächern mitgeteilt, wobei die der Atmosphäre ausgesetzten Seiten der Metalle stärkere Aktivität zeigten als die entgegengesetzten Seiten. Es wird geschlossen, daß dieses Resultat weder radioaktiven Verunreinigungen im Metall noch irgendeiner Einwirkung der Sonnen- oder sonstigen Estrahlung, sondern der Exposition in der radioaktiven Atmosphäre zuzuschreiben sei.

K. W. F. Kohlrausch.

E. Brüche. Wo erreichen kosmische Elektronenstrahlen die Erdoberfläche? Phys. ZS. 32, 31–33, 1931, Nr. 1. Zahlenmäßige Durchrechnung und Diskussion obiger Frage unter dem Gesichtspunkt: Kann die kosmische Ultrastrahlung (Eichenstrahlung) eine Elektronenstrahlung sein? Es ergibt sich, daß nach Störmers Theorie eine Elektronenstrahlung von 1 Zehnmilliontel Prozent unter Lichtgeschwindigkeit die magnetische Erdoberfläche an allen Stellen erreichen kann. Die Geschwindigkeit der Ultrastrahlung, die aus Absorptionsmessungen folgt, ist kleiner, doch von ähnlicher Größenordnung.

Brüche.

E. Brüche. Störmers Polarlichttheorie in Experimenten. Erster Teil. Ebene Bahnen. ZS. f. Astrophys. 2, 30–69, 1931, Nr. 1. Dieser erste Teil der Untersuchungen des Verf. hat die ebenen Bahnen, die in der Äquatorebene des Elementarmagneten auftreten können, zum Gegenstand. (Über Auszüge vgl. Naturwissensch. 18, 1085, 1930; Phys. ZS. 31, 1011, 1930.) Mit Elektronenstrahlen (Fadenstrahlen) von 260 Volt Geschwindigkeit und einem der Erdoberfläche nachgebildeten Kugelmagneten lassen sich im Modellexperiment Kreisbahn, periodische und nichtperiodische Bahnen verifizieren. Die theoretische Abhängigkeit des Kreisbahnradius von der Elektronengeschwindigkeit und vom magnetischen Moment wird bestätigt, ebenso der theoretische Zusammenhang zwischen Kreisbahn und Annäherungsgrenze. An keiner Stelle ergibt sich ein Gegensatz zwischen Theorie und Modellexperiment. Der Bericht über die Experimente wird in engem Anschluß an Störmers Gedankengänge durchgeführt, wobei versucht wird, die Grundlagen und Ergebnisse der Theorie in möglichst einfacher und anschaulicher Form darzustellen. Dimensionsbetrachtungen über die Modellversuche ergänzen die Ausführungen.

Brüche.

E. V. Appleton and E. C. Childs. On some Radio-Frequency Properties of Ionized Air. Phil. Mag. (7) 10, 969–994, 1930, Nr. 67. Die Untersuchung beschäftigt sich mit dem Einfluß der Ionisation auf die Dielektrizitätskonstante und Leitfähigkeit eines Gases, insbesondere hinsichtlich der Auswirkungen für hochfrequente elektromotorische Kräfte. Die Betrachtungen erfolgen an Hand eines Kondensators mit dielektrischem Verlust, der also ersetzt werden kann durch einen verlustfreien Kondensator mit Parallelwiderstand. Bei sehr niedrigen Ionisationsdichten und niedrigem Druck beobachtet man, wie erwartet, für die Dielektrizitätskonstante des ionisierten Gases einen Wert kleiner als 1. Bei höheren Ionisationsdichten ergab sich aber, wie bei zahlreichen anderen Verff., eine Konstante größer als 1. Die Verff. zeigten, daß das eine Folge von der Ausbildung von Schutzschichten rund um die Versuchselektroden ist, welche ein Anwachsen der Kapazität des Versuchskondensators bedingen. Die Änderung der Dicke dieser Schichten mit dem Potential wurde untersucht. Ferner wurde der Einfluß eines magnetischen Feldes studiert und das Auftreten eines inversen Zeemaneffektes für freie Elektronen gezeigt. Dieser Effekt war in Verbindung mit der Magnetoionentheorie (Proc. Phys. Soc. 37, 21, 1925) aus der Ablenkung der drahtlosen Wellen in der Atmosphäre vorausgesagt worden. Für einen speziellen Wert des magnetischen Feldes wurde eine kritische Frequenz gefunden, für welche

Absorption eintritt. Aus den Größen des magnetischen Feldes und der kritischen Frequenz ergibt sich ein Wert für e/m von $1,74 \cdot 10^7$ für die elektrischen Träger. so daß es sich also zweifellos um Elektronen handelt. *Blechschmidt.*

T. R. Gilliland. Kennelly-Heaviside layer height observations for 4,045 and 8,650 kc. Bur. of Stand. Journ. of Res. 5, 1057—1061, 1930, Nr. 5 (R.P. 246). Es werden Messungen über die Höhe der Kennelly-Heaviside-Schicht mitgeteilt, die zwischen dem 16. Januar und dem 19. Juni 1930 aus Echo-registrierungen gewonnen wurden. Der Sender gab Impulse sehr kurzer Dauer mit langen Pausen zwischen jedem Impuls. Als virtuelle Höhe gilt die Zeitdauer zwischen dem Eintreffen der Grundwelle und dem ersten Echo. Die Versuchsfrequenzen betrugen 4045 und 8650 kHz. Die Sendungen erfolgten zweimal wöchentlich. Die gemessenen Höhen betrugen tagsüber 225 km im Mittel, sie stiegen abends auf über 300 km, wobei dann im Kurvenverlauf mehrfache Sprünge auftraten, die auf das gleichzeitige Vorhandensein mehrerer reflektierender Schichten schließen ließen. Zeitweise ergaben sich auch Signale aus einer virtuellen Höhe von 120 km. Ein Zusammenhang mit der Zahl der Sonnenflecken und den magnetischen Störungen schien vorhanden zu sein, jedoch lassen die vorläufigen Messungen noch keinen endgültigen Schluß zu. Außerdem liegen Höhenmessungen von der partiellen Sonnenfinsternis am 16. Januar 1930 vor. Die Morgenhöhe lag hier niedriger als gewöhnlich. *Blechschmidt.*

Jean Lugeon. Le sondage des hautes couches ionisées par les ondes courtes au lever du Soleil entre Paris et le Sahara. C. R. 191, 676—678, 1930, Nr. 16. J. Lugeon empfing bei El-Goléa in der Sahara kurze elektrische Wellen von 36 und 56 m Länge, die während des Aufgangs der Sonne von Paris ausgesandt wurden. Aus den in ausgeprägten Zeitstufen auftretenden Empfangsanomalien schließt er auf die Existenz von vier ionisierten Schichten in den Höhen von 280, 185, 85 und 50 km. Nachts erfolgt die Reflexion der kurzen Wellen an der äußersten Schicht. Jedesmal, wenn bei Sonnenaufgang die Strahlen der Sonne auf dem Wege der Wellen eine tiefere Schicht erreichten, fand plötzlich die Reflexion an dieser tieferen Schicht statt. In der beleuchteten Atmosphäre liegen die Schichten tiefer als in der unbeleuchteten Zone. *Frankenberger.*

Albert Nodon. Le ronflement des lignes aériennes et les perturbations atmosphériques. C. R. 191, 959—961, 1930, Nr. 20. A. Nodon stellt fest, daß Telephondrähte bereits etwa 20 Stunden vor Wetteränderungen besonders stark summen, wenn der Himmel wolkenfrei oder doch nur mit leichten Cirrokumuluswolken bedeckt ist. Vor atmosphärischen Störungen, die von Ost nach West bzw. von West nach Ost ziehen, summen die von Norden nach Süden gespannten Drähte. Bewegen sich dagegen die Störungen in Richtung der Längskreise, so summen die Drähte, welche in Richtung der Breitenkreise verlaufen. Die Schwingungen, in welche die Drähte versetzt werden, sollen durch schnelle Schwankungen des elektrischen Feldes hervorgerufen werden, deren Ursache der Verf. im Vorbeiziehen periodisch angeordneter Raumladungen sucht. *Frankenberger.*

Hans Mögel. Beziehungen zwischen Empfangsstörungen bei Kurzwellen und der magnetischen Tätigkeit der Erde. Forschungen u. Fortschr. 7, 22—23, 1931, Nr. 2; auch Telefunken-Ztg. 11, 14—31, 1930, Nr. 56. An Diagrammen, die aus der Störungsstatistik des Überseeempfangs in Geltow stammen, wird die deutliche tägliche Proportionalität zwischen Kurzwellenempfangsstörungen und erdmagnetischen Störungen gezeigt. Langstörungen

treten für verschiedene Wellen verschieden schnell und meist einige Stunden nach dem Einsatz der magnetischen Störungen auf, und zwar bevorzugt näher den Erdpolen; bei Kurzstörungen setzt gleichzeitig in etwa ein bis zwei Minuten der Empfang auf fast allen Kurzwellen aus und erholt sich in $\frac{1}{2}$ bis 2 Stunden; sie treten nur auf der Tagesseite der Erde auf. Beide Störungsarten werden auf Strahlungen der Sonne zurückgeführt, deren langsamer Anteil durch das Magnetfeld der Erde abgelenkt wird und nahe den Polen erhebliche magnetische Störungen durch erhöhte Leitfähigkeit hoher Schichten verursacht, deren schneller Anteil gradeswegs in tiefe Atmosphärenschichten eindringt, aber nur kurzzeitige Wirkung hervorruft.

H. E. Kallmann.

L. W. Austin, E. B. Judsen and I. J. Wymore-Shiel. Solar and magnetic activity and radio transmission. *Proc. Inst. Radio Eng.* 18, 1997—2002, 1930, Nr. 12. Beobachtungsergebnisse über den Einfluß der Sonnenfleckenzahl und des Erdmagnetismus auf die Zeichenstärke ferner Sender werden mitgeteilt. Monatlich gemittelt folgen die Feldstärkeschwankungen der Langwellensender den Sonnenflecken bei Ost-Westübertragung mit bis zu sechs Monaten Verspätung. Dagegen hängen sie deutlich zusammen mit der Größe des täglichen Schwankungsbereiches der erdmagnetischen Horizontalintensität; dabei scheint dieser Zusammenhang wiederum inniger zu sein während der Sonnenfleckenmaxima. Bei Nord-Süd-Langwellenverbindungen scheint der Erdmagnetismus anders, eher mit umgekehrtem Vorzeichen zu wirken. Im Zehntagemittel werden die Zusammenhänge undeutlicher und im Fünftagemittel sind sie noch weniger erkennbar.

H. E. Kallmann.

E. A. Smith. Die Höhenstrahlung bei Polarlicht. *ZS. d. Ver. d. Ing.* 74, 20—21, 1930, Nr. 1.

Kolhörster.

E. Regener. Durchdringende Höhenstrahlung (Ultrastrahlung) und kosmisches Geschehen. *Elektrot. ZS.* 52, 97—102, 1931, Nr. 4; *Elektr. Nachr.-Techn.* 7, 451—462, 1930, Nr. 12. Verf. berichtet über seine Absorptionsmessungen der Höhenstrahlung im Bodensee, bei denen es ihm gelang, mit Ionisationskammer und Zählrohr die Höhenstrahlung bis zu 240 m Wassertiefe nachzuweisen.

Kolhörster.

Carl Störmer. Remarks on a paper: Note on the nature of cosmic rays, by Paul S. Epstein. *Proc. Nat. Acad. Amer.* 17, 62—63, 1931, Nr. 1. Die Bewegung von Höhenstrahlungselektronen im erdmagnetischen Feld hat vor kurzem Epstein auf Veranlassung von Millikan berechnet. Hinweis des Verf., daß dies Problem identisch mit dem entsprechenden Polarlichtproblem ist und von ihm bereits seit 1904 gelöst worden ist.

Kolhörster.

Axel Corlin. Den kosmiska ultrastralningarna. *S.-A. Nordisk Astron. Tidsskrift* 11, Nr. 4, 18 S., 1930. (*Föredrag Astron. Selskab. Köbenhavn*, 28. Oktober 1930.) Zusammenfassender Bericht über die bisherigen Ergebnisse der Höhenstrahlungsforschung.

Kolhörster.

Arno Reiz. Absolutbestimmungen der Intensität der kosmischen Ultrastrahlung. *Wiener Anz.* 1930, S. 251, Nr. 26. Der Verf. führte vier Hochflüge in einer Junkersmaschine bis maximal 5000 m Höhe aus, um die Verteilung der Intensität der kosmischen Ultrastrahlung mit der Höhe zu studieren. Die Ergebnisse stellen eine quantitative Bestätigung der Verteilungskurve dar,

die Büttner auf Grund verschiedener Reduktionen als Zusammenfassung der bisherigen Beobachtungen im Handbuch für Experimentalphysik, Bd. 25, I, S. 499 mitteilt. Es wird schließlich ein Massenabsorptionskoeffizient für Luft errechnet.

Scheel.

Robert A. Millikan. Present status of theory and experiment as to atomic disintegration and atomic synthesis. *Science* (N. S.) **123**, 1—5, 1931, Nr. 1879. *Nature* **127**, 167—170, 1931, Nr. 3196. Abgesehen von einer geschichtlichen Übersicht vertritt der Verf. in diesem Vortrage die Ansicht, daß die kosmische Ultrastrahlung aus „den Tiefen des interstellaren Raums“ stammt und durch Bildung der häufigsten Elemente aus Wasserstoff und Helium entsteht (s. *Phys. Rev.* **36**, 1595, 1930).

G. Herzberg.

G. A. Suckstorff. Der Absorptionskoeffizient der Erdstrahlung in Luft. (Vorläufige Mitteilung.) *Naturwissensch.* **19**, 87—88, 1931, Nr. 4. Messungen der Intensitätsabnahme der Erdstrahlung im Funkturm Witzleben (Berlin) ergeben einen Absorptionskoeffizienten, der dem der Radium- γ -Strahlen entspricht. Analoge Versuche, aber neben dem Turm. zeigen einen kleineren Absorptionskoeffizienten, der als Wirkung der Th- und K-Komponenten der Erdstrahlung angesprochen werden kann. Der Unterschied beider Meßreihen ist auf die absorbierenden Eisenmassen des Turmes zurückzuführen. Eine Zusatzstrahlung durch radioaktive Niederschläge auf der Außenseite des Turmes ist nicht gefunden worden.

Kolthörster.

Victor F. Hess. Evidence for a Stellar Origin of the Cosmic Ultra-penetrating Radiation. *Nature* **127**, 10—11, 1931, Nr. 3192. Vgl. Referat: V. F. Hess, *Naturwissensch.* **18**, 1094, 1930; diese Ber. S. 470.

Kolthörster.

Axel Corlin. Die Sternzeitschwankungen der Höhenstrahlung. *Naturwissensch.* **19**, 37—39, 1931, Nr. 2. Die Übereinstimmung der bisher veröffentlichten Sternzeitkurven der Höhenstrahlung zeigt, daß nur eine wirklich vorhandene Periode eine solche ergeben kann. Eine sonnentägliche Periode ist bisher nur von Hoffmann und Lindholm gefunden worden, nicht aber von Steinke, der mit ganz ähnlicher Apparatur arbeitet. Unterschiede der Schwankungsgröße verschiedener Instrumenttypen werden durch die verschiedene Bauart der Apparate zu erklären versucht.

Kolthörster.

B. F. J. Schonland. Thunder-storms and the Penetrating Radiation. *Proc. Roy. Soc. London* (A) **130**, 37—63, 1930, Nr. 812; auch *Nature* **126**, 1013, 1930, Nr. 3191 (*Roy. Soc. South Africa, Cape Town*, 24. September). Nach C. T. R. Wilson könnte wenigstens ein Teil der Höhenstrahlung durch Beschleunigung von Elektronen in starken Gewitterfeldern entstehen. Es wird daher das Verhalten der Höhenstrahlung bei Gewittern mit einer vom Verf. entwickelten neuen Apparatur untersucht. Als Elektrometer dient eine quarzisierte Zinkkugel von 0,7 cm Durchmesser, vor welcher ein kleiner versilberter Glimmerspiegel hängt, dessen Abstoßung mit Lichtzeiger gemessen wird. Das Ionisationsgefäß aus Gußeisen von 6 mm Wandstärke hat quadratischen Querschnitt von 25 cm und enthält ein Netz von 15 cm Durchmesser. Das nutzbare Volumen beträgt 2,65 Liter. Als Füllgas diente Kohlensäure von etwa 63 cm Druck, die täglich erneuert und mit P_2O_5 getrocknet wurde. Gefäß und Elektrometer wurden auf + 400 Volt geladen, das Netz lag an Erde. Gemessen wurde im Sommer 1929 und 1930 in Johannesburg (Südafrika) in 1780 m Seehöhe. Durch 9 cm Eisen am Boden und 15 cm Eisen an den Seiten wurde die Störstrahlung des Gebäudes geschirmt. Zur Beobachtung des

elektrostatischen Feldes dienten 1. ein kleiner Blitzableiter mit d'Arsonvalgalvanometer, 2. eine Potentialsonde mit Registrierelektrometer und 3. eine Registriereinrichtung mit Kapillarelektrometer nach Wilson. Einzelheiten über Beobachtungsverfahren, Empfindlichkeit und Reduktionsfaktor des Strahlungsapparats (keine Absolutbestimmungen der Ionisierungsstärke) usw. müssen im Original nachgelesen werden. Die Beobachtungen bei Gewittern ergeben eine Abnahme der Ionisierungsstärke, je näher die Stürme vorüberziehen, besonders bei den sogenannten A'-Stürmen, bei denen das Feld zwischen Wolke und Erde überwiegend positiv ist. Das läßt entweder auf den Wellencharakter oder auf positiv geladene Korpuskeln schließen. In Richtung Wolke—Erde beschleunigte Elektronen konnten nicht nachgewiesen werden, so daß anzunehmen ist, daß sie durch Kernzusammenstöße gebremst worden sind, bevor sie zu Boden gelangen.

Kolhörster.

Axel Corlin. Ergebnisse der Ultrastrahlungsmessungen in Nord-Schweden. Phys. ZS. **31**, 1065—1071, 1930, Nr. 23. (Vortrag Physikertag Königsberg 1930.) Verf. berichtet über seine Höhenstrahlungsmessungen in und bei Abisko (+ 68° 21', 388 m ü. d. M.) von Oktober 1929 bis Mitte 1930. Der Barometereffekt zeigt die bekannten Schwankungen, sein Mittelwert beträgt für 714 mm Hg 0,012 J oder 4,8°/° in Übereinstimmung z. B. mit Steinkes Angaben. Die Sternzeitkurve gleicht den anderen Sternzeitkurven, hat aber ein tiefes Minimum bei $\alpha = 0$ Uhr entsprechend dem gleichzeitigen Befunde Steinkes im zweiten Halbjahr 1929. Aufteilung des Materials ergibt für normalen Barometerstand (720 bis 730 mm) und magnetisch ungestörte Stunden die Kurve besonders gut. Absorptionsmessungen auf dem Eis des Torne Träsk mit Eisenpanzern bei 9 cm Dicke zeigen die Abweichungen der Streukurve von einer Exponentialkurve, wie sie nach Kulenkampffs Überlegungen zu erwarten sind. Gegenüber den Messungen Steinkes sollte die Höhenstrahlung in Nordschweden weicher als in Königsberg sein, wenn beide Apparaturen gleich empfindlich für weiche Strahlen wären. Das scheint nach den Luftdruckkoeffizienten nicht der Fall und direkte Messungen zeigen, daß die Strahlungsstärke in Kolhörsterapparaten stärker als in Hoffmannapparaten ist, deuten also auf verschiedene Spektralempfindlichkeit. Weitere Einzelheiten über den Vergleich der Apparaturen in Königsberg und Potsdam sowie Intensitätswerte aus Abisko und Torne Träsk werden angeführt.

Kolhörster.

Heinrich von dem Borne. Die Entstehung der Meereswellen. Gerlands Beitr. **28**, 55—58, 1930, Nr. 1/3. Zur Erklärung der Entstehung großer Meereswellen aus kleineren durch Wind verursachten Wellen wird die innere Reibung herangezogen, die ein Anwachsen der Umlaufgeschwindigkeit und der Wellenlänge λ bewirkt. Die Reibung für einen Orbitalkreis in der Tiefe y wird berechnet zu

$$R = 8\eta \sqrt{\frac{\pi g}{2\lambda}} e_0^2 e^{-\frac{4\pi y}{\lambda}} \sqrt{\frac{4\pi^2}{\lambda^2} + \left(\frac{1}{\frac{\lambda}{2\pi} + e_0 e^{-\frac{2\pi y}{\lambda}}}\right)^2},$$

wobei η der Reibungskoeffizient und e_0 der Radius des Orbitalkreises für $y = 0$ ist. Danach nimmt die Reibung mit wachsender Wellenlänge ab und bedingt also eine allmählich immer kleiner werdende Zunahme der Wellenlänge. Die kleineren Wellen werden auf diese Art in ihrem Wachstum die größeren einholen und die Wellenhöhen können sich dann überlagern.

F. Steinhauser.

Erich Wasmund. Flugbeobachtungen über mittel- und osteuropäischen Gewässern. Geograph. ZS. **36**, 528—546, 1930, Nr. 9. Auf einer Flugreise vom

4. September bis 1. Oktober 1929, die vom Bodensee über die Inseln der Nordsee und über die dänischen Belte nach den baltischen Staaten und weiter bis Moskau und wieder zurück führte, sollten Erfahrungen über den Wert des Luftfahrzeugs als limnologisches Forschungsmittel gesammelt werden. Im ganzen wurden etwa 7000 km überflogen. Die hierbei gemachten Beobachtungen sind der Gegenstand des vorliegenden Aufsatzes. Schon bei diesem Flug, der zu einer allgemeinen Orientierung unternommen war, konnten wertvolle Erfahrungen für die Technik der Flugbeobachtungen gesammelt werden. Es ist zu erwarten, daß weitere Beobachtungen nicht nur für die Gewässerkunde, sondern auch für die Luftfahrt selbst manches Neue bringen. *W. Schneider.*

M. Robitzsch. Die Verwertung der durch aerologische Versuche gewonnenen Feuchtigkeitsdaten zur Diagnose der jeweiligen atmosphärischen Zustände. Arb. Aeronaut. Observ. Lindenberg 16, C, 26 S., 1930. Verf. gibt zunächst die an Hand der neuesten Messungen des Dampfdruckes über Eis berechneten Tabellen für den Druck gesättigten Wasserdampfs über Wasser bei Temperaturen zwischen $+50$ und -70° , wie sie für aerologische Zwecke benötigt werden. Sodann macht er auf die Differenz zwischen relativer Feuchtigkeit in bezug auf Wasser bei Eissättigung und in bezug auf Eis bei Wassersättigung aufmerksam und bespricht das Verhalten der Meßinstrumente in übersättigter Luft, das bei aerologischen Untersuchungen eine beachtenswerte Rolle spielt. Nachdem eine Erklärung für die bei Temperaturen unter 0° eintretende negative Psychrometerrferenz gegeben worden ist, kommt endlich der Temperatureinfluß auf das Haarhygrometer zur Besprechung, der bei aerologischen Beobachtungen berücksichtigt werden muß. Der Verf. gibt endlich Winke für die Auswertung von Hygrometerkurven unter Berücksichtigung der Trägheit des Haarhygrometers und für die Eichung von Hygrometern unter Benutzung des Psychrometers. Im zweiten Teile der Arbeit bringt der Verf. eine Reihe von Einzeluntersuchungen über Wolkenschichten mit übersättigtem Wasserdampf, Äquivalenttemperatur, Temperaturverteilung der Atmosphäre, Rolle des Wasserdampfes und der Strahlung im Energiehaushalt der Atmosphäre und über die Bildung von Inversionen, insbesondere der Passatinversion unter Mitwirkung des Wasserdampfes. *K. Keil.*

J. Reger. Der mittlere jährliche Temperaturgang über Lindenberg. Arb. Aeronaut. Observ. Lindenberg 16, S. E 1—E 2, 1930. Auf Grund der Beobachtungen der Jahre 1906 bis 1927 mit insgesamt 339 Registrierballonen wird der jährliche Gang der Temperatur über Lindenberg bis zur Höhe von 14 km gegeben. Das Maximum der Temperatur liegt in den unteren Schichten im Juli und zeigt in den höheren Schichten der Troposphäre die Tendenz, sich auf den August zu verschieben. In der Stratosphäre liegt das Maximum zwischen Juni und August. Das Temperaturminimum liegt von 3 bis 8 km Höhe im März, ein sekundäres Minimum zeigt sich in diesen Schichten im Dezember. In der isothermen Zone liegt das Temperaturminimum im Januar. Die Höhe, in der die isotherme Schicht beginnt, hat zwei ausgesprochene Minima im Dezember und März/April, das Hauptmaximum im September/Okttober und ein sekundäres im Januar. *K. Keil.*

J. Reger. Die Grenze zwischen Troposphäre und Stratosphäre. Arb. Aeronaut. Observ. Lindenberg 16, S. E 2—E 6, 1930. In Zusammenhang mit einer im Jahre 1921 von Berek geäußerten Ansicht von dem Wesen der Stratosphäre, nach der die obere Inversion als Schrumpfinversion anzusehen sei, während die Stratosphäre erst über dieser Inversion beginnt, setzt der Verf. den Beginn der Stratosphäre dort an, wo die potentielle Temperatur 381° beträgt,

weil keine bisher vorliegende Beobachtung höhere potentielle Temperaturen für die isotherme Schicht nachgewiesen hat, und zeigt, daß man unter dieser Annahme eine gleichmäßige Abnahme der Höhe der Stratosphäre vom Äquator zum Pol erhält, während die Substratosphäre, das Gebiet zwischen Stratosphäre und Troposphäre, also das, was man früher als obere Inversion bezeichnete, vom Äquator zum Pol zunehmende Dicke aufweist. Die Beobachtungen werden an Hand eines Beispiels erläutert und darauf hingewiesen, daß den Beobachtungen in polaren und äquatorialen Gegenden für diese neue Auffassung besondere Bedeutung zukommt.

K. Keil.

Rudolf Grund. Über eine neue Drachenkonstruktion. Arb. Aeronaut. Observ. Lindenberg 16, F, 6 S., 1930. Auf Grund praktischer Erfahrungen wird ein neuer Drachentyp mit selbsttätigem Höhen- und Seitensteuer entwickelt, dessen praktische Verwendung in Lindenberg sehr günstige Resultate ergeben hat, insbesondere was die Sicherheit gegen übermäßige Belastung des Drachendrahtes angeht.

K. Keil.

H. Noth. Die Vereisungsgefahr bei Flugzeugen. Arb. Aeronaut. Observ. Lindenberg 16, G, 12 S., 1930. Der Verf. zeigt, daß die Vereisung von Flugzeugen bei der Wetterlage im Winter am häufigsten eintritt, die im Sommer Frontgewitter bringt. Besonders wird dabei darauf hingewiesen, daß die Aufgleitfläche, aus der der Regen in die untere kalte Luftschicht fällt, oft nicht gleichmäßig ansteigt, sondern eingebault ist, so daß die Vereisung weit vor der Front beginnen kann. Einzelheiten über das Zustandekommen der Vereisung werden erläutert. *K. Keil.*

Heis. Bericht über Hoचाufstiege in die Stratosphäre mit Registrierballonen. Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 10, 49, 1929, Nr. 3.

H. Ebert.

B. Gutenberg. Schallgeschwindigkeit und Temperatur in der Stratosphäre. Gerlands Beitr. 27, 217—225, 1930, Nr. 2. Über den Zustand der höheren Atmosphärenschichten berichten am besten Untersuchungen über Schallfortpflanzung in der Stratosphäre. Solche erfolgten in den Jahren 1927 bis 1929, und zwar als Sprengungen. Die Beobachtungen bzw. die Laufzeiten wurden als Funktion der Distanz eingetragen, und die so gebildeten Laufzeitkurven zeigen, je nach der Zeit der Explosionen, bestimmte Charakteristika, erweisen sich entweder als typisch für den Winter oder für den Sommer (doch kommt auch zu anderen Jahreszeiten der Wintertyp vor). Die Änderung scheint weniger die Temperatur als ein anderes Element mit jährlicher Periode zu verursachen, vielleicht der wechselnde Ozongehalt der Stratosphäre. A. Wegener vermutet die Ursache in der „direkten anormalen Schallwelle“, der „einmal am Erdboden reflektierten“ bzw. „zweimal reflektierten anormalen Schallwelle“. Die Auswertung wäre nach B. Gutenberg einfach nach den in der Fig. 1 gegebenen Laufzeitkurven und mittels Bestimmung des Einfallswinkels an der Erdoberfläche; die Formeln dafür werden entwickelt, auch wird das Verfahren an einem Beispiel durchgeführt, wonach sich die Scheitelhöhe, die Schallgeschwindigkeit und die Temperatur in den entsprechenden Höhen vom Schallherd finden läßt. Es hat sich ergeben, daß, wenn der Beginn der anormalen Laufzeitkurve wenig über 100 km beträgt, die Distanz für denjenigen in der Stratosphäre nur gering ist und die Zunahme für die Schallgeschwindigkeit schon in etwa 20 km Höhe beginnen muß. In den Fällen anormaler Hörbarkeit handelt es sich um einen oder mehrere geschlossene Kreise und als Ursache der größeren Schallgeschwindigkeit sind weder der Wind noch Riemannsche Stoßwellen, sondern nur ein Temperaturanstieg anzusehen. Als Ursache für

diesen gilt aber die Ozonschicht, und sie ist im Winter und Frühjahr im allgemeinen kräftiger entwickelt als im Sommer. Weite Ausdehnung normaler Schallwellen läßt sich auf kräftige Inversionen zurückführen, auf die alle flach vom Erdboden ausgehenden Schallwellen zurückgeworfen werden, wodurch eine nach allen Seiten weit ausgedehnte Zone der Hörbarkeit entstehen kann mit allerdings verspäteten Eintrittszeiten. *Blaschke.*

Modesto Panetti. Nuove formole relative al comportamento adiabatico del gas negli aerostati. Atti di Torino **65**, 41–47, 1929/30, Nr. 1/3. Auf Grund der Polytropen $p^{1/n} = C \cdot \gamma$, wo $1/n = h - R/h$ und p Luftdruck, γ Dichte der Luft, h thermischen Gradient, R Gaskonstante und C eine Konstante bedeuten, wird der Gleichgewichtszustand und der Auftrieb eines Luftballons untersucht. Es wird gezeigt, daß der Quotient aus Ballongewicht Q und dem Volumen der Gaskammer D proportional dem Niveau z und der Auftriebsgeschwindigkeit W ist, $Q/D = f(z, W)$. *Tollert.*

J. Egedal. Tides of the Upper Atmosphere and the Heights of Meteors. Nature **125**, 202–203, 1930, Nr. 3145. *H. Ebert.*

Barkat Ali. The Wind at Agra and its Structure. Mem. Indian Meteorol. Dep. **25**, 195–251, 1930, Nr. 6. Die Arbeit gibt eine eingehende Bearbeitung zweijähriger Windregistrierungen in Agra. *K. Keil.*

U. N. Ghosh. Distribution of Air Density at Mean Sea Level over India. Scient. Notes India Meteorol. Dep. **3**, 13–14, 1930, Nr. 19. Gibt eine Übersicht über die mittlere Luftdichte in den einzelnen Monaten für Indien. *K. Keil.*

K. R. Ramanathan and A. A. Narayana Iyer. The Structure of the Madras Storm of January 1929. Scient. Notes India Meteorol. Dep. **3**, 3–12, 1930, Nr. 18. Gibt eine Darstellung der meteorologischen und aerologischen Verhältnisse einer tropischen Sturmzyklone. *K. Keil.*

J. M. Angervo. Über die Vorausberechnung der Wetterlage für mehrere Tage. Gerlands Beitr. **27**, 258–311, 1930, Nr. 2. Verf. sucht die Frage zu beantworten, ob sich wohl einige der Wetterfaktoren aus ihrer gegebenen Verteilung für mehrere Tage voraus berechnen lassen, also eine Vorausberechnung der Wetterlage möglich wäre. Dazu läßt er sich zuerst auf die Definition einiger meteorologischer Elemente und die räumlichen Koordinaten ein, zieht seine Folgerungen aus diesen Definitionen und im besonderen eines meteorologischen Elementes (Luftdruck und Temperatur ist die Funktion der geographischen Koordinaten und der Zeit). In seinem Ausbau der Theorie führt er Vorausberechnungen des Luftdruckes, der Lufttemperatur und des Niederschlages durch und geht darauf zur Berechnung der Koeffizienten der Reihenentwicklungen, der künftigen Luftdruckverteilung, Temperaturverteilung, Niederschlagsverteilung über. An Beispielen zeigt er dann die Anwendung der aufgestellten Formeln auf ein 750 mm tiefes Tiefdruckzentrum (im Verfolg von Wetterkarten) und auf ein 775 mm starkes Hochdruckzentrum (zeigt auf den entsprechenden Wetterkarten die berechnete wie stattgefundene Bewegung unter Benutzung seiner ermittelten Koeffizienten). Es folgen dann die Vorausberechnung der Bewegung eines Kältezentrums wie eines Niederschlagszentrums und schließlich kritische Bemerkungen über das Beobachtungsmaterial nebst Vorschlägen zu ihrer Verbesserung. Fehlerhaft in den Wettermeldungen sind

die Tendenzwerte, vorteilhaft für die Vorausberechnung der Temperaturverteilung die tägliche Mitteltemperatur und die Benutzung von Thermogrammen zur Ermittlung eines Näherungswertes für die Temperaturtendenz u. ä. Die von ihm aufgestellten Koeffizienten bzw. Ausdrücke dienen zur Bestimmung der Lage des Hoch- wie Tiefdruckzentrums, eines „symmetrischen“ Hoch- oder Tiefdruckgebietes, zur Ermittlung der „Steilheit“ eines Hoch- wie Tiefdruckzentrums, zur Bestimmung der Lebensdauer eines Hoch- oder Tiefdruckgebietes, der Vorausberechnung der Bewegung von Hochdruckkeilen und V-Depressionen. Zur Vorausberechnung der Temperaturverhältnisse empfiehlt er statt der Temperatur T die Tagesmittel D anzuwenden. Von einer Vorausberechnung einiger wichtiger meteorologischer Elemente aus Augenblickswerten verspricht er sich eine Vorausberechnung des Wetters für einige Tage ohne etwa stundenlange Rechnungen, sofern nur das Material der Wettertelegramme verbessert und ergänzt werden wird, also in anwendbarer Form den Wetterdienststellen vorliegt. *Blaschke.*

O. v. Schubert. Luftdruckwellen und Harmonische Analyse. Eine kritische Studie zur Frage der Anwendbarkeit der H. A. auf meteorologische Kurven. Gerlands Beitr. 28, 293—336, 1930, Nr. 1/3. Der Verf. untersucht das Ergebnis der harmonischen Analyse von periodischen Funktionen, die ihre Extrema nicht in der Mitte des Periodenintervalls haben. Solche Funktionen nennt er, wenn der aufsteigende Teil der Kurve länger ist als der absteigende, positiv und im umgekehrten Fall negativ schiefe periodische Funktionen. Die analytische Untersuchung der H. A. solcher einfacher schiefer periodischer Funktionen und von Funktionen, deren Schiefe oder Periodenlänge sich von Periode zu Periode ändert, zeigt, daß durch die H. A. Perioden vertauscht werden, die nicht reell sind. Für die Frage der Realität der gefundenen Perioden ist es also notwendig, ihre Länge und Form zunächst auf andere Art zu ermitteln. Eine Methode dafür wird im Flächensummenverfahren gefunden, das an der Untersuchung Weickmannscher Symmetriepunkte von Luftdruckkurven erläutert wird. Werden diese Kurven einfach um einen bestimmten Tag als Abszisse gespiegelt, so schließen die ursprüngliche Kurve und die darüber gelegte gewisse Flächen miteinander ein, deren Inhaltssumme ein Maß für die Verwendung des Tages als Symmetriepunkt gibt. Wenn man dieses Verfahren auf eine Reihe aufeinanderfolgender Tage anwendet und mit den so gefundenen Werten als Ordinaten und den zugehörigen Spiegelungstagen als Abszissen ein Diagramm zeichnet, so zeigen die Minima einfache Symmetriepunkte und die Maxima doppelte Symmetriepunkte, d. h. Symmetriepunkte für doppelte Spiegelung um eine Abszissen- und Ordinatenachse an. Da in einem einfachen Symmetriepunkt die Extrema und im doppelten Symmetriepunkt die Nullstellen der Partialschwingungen zusammenfallen, findet man auf diese Art die Perioden T und ihre Variation. So wurden z. B. in der Nachbarschaft des Wintersymmetriepunktes 1900/1901 aufeinanderfolgende Perioden gefunden von $T/2 = 16, 15, 20$ Tagen; im Winter 1905/06 $T/2 = 5, 5, 6, 5, 5, 3, 3$ Tage; 1923/24 $T/2 = 9, 11, 11, 12, 12$ Tage. Fast alle Perioden waren vom schiefen Typus und die Form und Länge variiert von einer zur anderen Periode. Das Flächensummenverfahren kann auch angewendet werden, wenn die Druckkurve vorher verändert werden muß, wenn etwa wie im Jahre 1928/29 eine lange überlagerte Druckwelle eliminiert werden muß, was durch eine Drehung des Spiegelbildes vor der Spiegelung erreicht werden kann. Zum Schluß wird die H. A. auf vorher mittels des Flächensummenverfahrens in ihrer Länge und Form bestimmte Perioden angewendet, die gefundenen Partialschwingungen auf ihre Realität geprüft und so gezeigt, daß bei der H. A. die Form der Periode unbedingt zu berücksichtigen ist. *F. Steinhauser.*

K. Stumpff. Vorversuche zu einer systematischen Analyse der Luftdruckschwankungen in Europa. Gerlands Beitr. 28, 337—354, 1930, Nr. 1/3. Der Verf. plant, mit Hilfe seines photomechanischen Periodographen das meteorologische Beobachtungsmaterial auf Perioden zu untersuchen. Bei den Vorversuchen über die Eignung des Apparats für diese Zwecke zeigte sich die Notwendigkeit, den Apparat für die Verwendung photographischer Platten vom Format $6 \times 30 \text{ cm}^2$ umzubauen. Zur Bestimmung der Amplituden werden in Zukunft die Spektren mit Mikrophotometern vermessen und mittels chronographischer Kontrolle der Umläufe der Apparatur werden die Phasen der einzelnen Versuchswellen bestimmt. Zur Überprüfung der Genauigkeit dieser Methoden und der Arbeitsgeschwindigkeit werden zugleich mechanisch und rechnerisch Luftdruckbeobachtungen auf Fourierperioden untersucht. 20 Breslauer Luftdruckspektren zeigen immer verschiedene Bilder und nur einzelne Linien treten öfter stärker hervor, was doch einen gewissen Zusammenhang vermuten läßt. Mitunter wechselt die Intensität zwischen benachbarten Linien des Spektrums, woraus man vielleicht auf eine Änderung der Periodenlänge in den einzelnen Jahren schließen kann. Eine Linie, die häufiger deutlich hervortritt, ist die dem 18. Fourierglied, d. h. einer ungefähr 20tägigen Periode, entsprechende. Das gab auch den Anlaß zur Untersuchung dieser Periode an Luftdruckbeobachtungen von 34 europäischen Stationen im Jahre vom 1. Juli 1925 bis 30. Juni 1926. Das Ergebnis ist in Karten durch Isamplituden und Isophasen dargestellt. Danach scheint über der Ostsee eine stehende Schwingung zu liegen, die zu gegen NW sich bewegenden Wellen Anlaß gibt. Im folgenden Jahr war diese 20tägige Welle erloschen, während im vorhergehenden Jahr Weikmann eine 20tägige stehende Schwingung etwas weiter nordwestlich zwischen Island und Norwegen gefunden hatte. Weitere Untersuchungen und Berichte folgen.

F. Steinhauser.

K. H. Soltau. Höhenwindmessungen und sonstige meteorologische Beobachtungen zwischen Hamburg und dem La Plata auf der Einweisungsfahrt A von April bis Juni 1928. Arch. d. D. Seewarte 49, Nr. 1, 37 S., 1930. Der Verf. gibt nach dem für die Höhenwind-Meßfahrten üblichen Schema die Resultate von 101 Pilotballonverfolgungen in der Zeit vom 23. April bis 24. Juni 1928. In einem besonderen Teil der Arbeit werden Einzeluntersuchungen behandelt: Bewölkungsverhältnisse während der Fahrt, der Übergang vom Nordost- zum Südostpassat, Minuanos vor der Küste von Südostbrasilien (Kaltlufteinbruch aus Süden) und über die Cap Verden als Strömungshindernis im Nordostpassat.

K. Keil.

J. Georgi (unter Mitwirkung von F. Ahlgrimm und W. Stöbe). Meteorologische Beobachtungen auf einer Forschungsreise mit „Meteor“ nach Island und Grönland im Sommer 1928. Nebst einer Darstellung der Flugklimatologie und Flugmeteorologie des „Nördlichen Flugweges“ von P. Troll. Arch. d. D. Seewarte 49, Nr. 3, 98 S., 1930. Die Fahrt des Vermessungsschiffes „Meteor“ war insbesondere meteorologischen Zwecken gewidmet. In der vorliegenden Veröffentlichung wird das Beobachtungstagebuch mit einer Reihe von ins einzelne gehenden Ergänzungen wiedergegeben. Daneben finden die Ergebnisse der 82 Pilotballonverfolgungen eine eingehende Darstellung. Den Schluß der Arbeit bildet eine Flugklimatologie des nördlichen Flugweges und flugmeteorologische Erörterung ausgewählter Wetterlagen von P. Troll.

K. Keil.

F. J. Serase. Some characteristics of the eddy motion in the atmosphere. Geophys. Mem. Nr. 52. Meteorological Office London 1930.

Die Arbeit ist ein Versuch, den Turbulenzeffekt in den bodennächsten Luftschichten (bis 18 m Höhe) aus den Registrierkurven von Anemographen (Richtungsschreibern, „Zweirichtungsschreibern“ und Vertikalböenschreibern) abzuleiten. Als „Turbulenzeffekt“ wird hier die Differenz zwischen dem Momentanwind und dem mittleren Wind bezeichnet. Die Komponenten dieses „Turbulenzwindes“ (Achsen: x in Richtung der mittleren Windrichtung, y dazu in der Horizontalebene senkrecht, z senkrecht zu x und y) werden aus der Breite der Registrierkurven ermittelt. Diese Komponenten (u in der x -, v in der y - und w in der z -Richtung) sind Mittelwerte über eine beliebige Zeitspanne. Je nach der Länge der Zeitspanne unterscheidet der Verf. „große“, „mittlere“ und „kleine“ Skale der Turbulenz. Für die große Skale ist der Zeitraum einer Stunde, für die mittlere einige Minuten und für die kleine Sekundenbeträge bis höchstens eine Minute angenommen worden. Die Ergebnisse sind: 1. Große Skale: Zeitraum ist zu groß, um den Turbulenzeffekt zu erfassen. 2. Mittlere Skale: Proportionalität des „Turbulenzeffektes“ mit der mittleren Windstärke in y - und z -Komponenten. Diese verschieden groß. Die Komponenten verhalten sich $v:w = 10:7$. Vom Boden an bis etwa 1,5 m nehmen diese beiden Komponenten zu, dann bis zu 18 m Höhe ab bis auf etwa zwei Drittel des Höchstwertes. Das Verhältnis beider bleibt konstant. Die mittleren Werte von v und w hängen von der Versuchsdauer ab. (Bei einer Dauer von 8 Minuten sind sie um etwa 50 % größer als bei einer Dauer von einer Minute.) 3. Kleine Skale: Der Turbulenzwind scheint Perioden von etwa 1 sec Dauer zu haben. In 1,5 m Höhe verhalten sich $u:v:w = 100:116:75$. Die Komponente u scheint von 1,5 bis 19 m Höhe konstant zu sein. Die Komponenten v und w nehmen von 1,5 bis 19 m Höhe auf etwa zwei Drittel des Wertes ab, den sie in 1,5 m Höhe haben.

H. Kirsten I.

H. Wagemann. Über die Anwendung der Angervoschen Formeln für die Vorausberechnung der Extrempunkte des Luftdruckfeldes. Meteorol. ZS. 47, 488—490, 1930, Nr. 12. Die Methode, die von J. Angervo gegeben wurde, die Taylorsche Reihe zur Vorausbestimmung der Extrempunkte des Feldes eines meteorologischen Elements zu benutzen, wurde mit den abgeleiteten Formeln vom Verf. im täglichen Wetterdienst auf den Luftdruck angewendet. Über die Ergebnisse und die Brauchbarkeit werden einige Erörterungen angestellt.

Schmerwitz.

F. Bordas. La pluie de boue du 27 novembre 1930. C. R. 191, 1468—1470, 1930, Nr. 26.

H. Ebert.

S. Chapman. E. O. Hulburt. Wind Mixing and Diffusion in the Upper Atmosphere. Phys. Rev. (2) 36, 1014—1015 u. 1264, 1930, Nr. 5 u. 7. Behandlung von Prioritätsfragen.

Frankenberger.

G. M. B. Dobson. A spectrophotometer for measuring the amount of ozone in the upper atmosphere. A discussion at a joint meeting of the physical and optical societies June 4 and 6, 1930 Herausgegeben von John S. Anderson. 236 S., London, The Physical and Optical Societies, 1930, S. 185—186. Die Apparatur besteht aus zwei Quarzspektrographen. Aus dem Strahlengang des einen werden durch eine rotierende Segmentscheibe nacheinander zwei enge Spektralbereiche ausgeblendet. Die Wellenlängen dieser Bereiche sind so gewählt, daß die Intensität des einen stark, die des anderen nur wenig von Ozon absorbiert wird. Zur Feststellung des Ozongehaltes in der Atmosphäre werden die relativen Intensitäten gemessen.

Spiller.

V. Conrad. Zum Vergleich der Sonnenscheinregistrierungen an Orten mit verschieden geformtem natürlichen Horizont. (Vorläufige Mitteilung.) ZS. f. Geophys. 7, 134—136, 1931, Nr. 1/2. (Vortrag 9. Tagung D. Geophys. Ges. Potsdam 1930.) Für die vom Verf. angegebene Methode, aus den Registrierungen der Sonnenscheinautographen den Betrag des Bergschattens zu berechnen, ist es von Wichtigkeit, die Zeit zu bestimmen, die zwischen Auftauchen der Sonne und Einbrennen in den Streifen des Campbell-Stokesschen Sonnenscheinautographen vergeht (Zwischenzeit). Solche Messungen wurden auf Anregung des Verf. von H. Huber in Grötmung angestellt. Als Minimalwert ergaben sich bei 16° 20' Sonnenhöhe 28 sec. Bei leichter Trübung des Himmels, aber sonst noch guter Sonne erhöhte sich die Zwischenzeit auf 563 sec. Wenn auch die Zahl der vorliegenden Messungen noch klein ist, wird man doch sagen können, daß in der „Zwischenzeit“ keine wesentliche Fehlerquelle für die Berechnung der Horizontkonfiguration zu liegen scheint. Eine ausführliche Mitteilung über die erwähnten Beobachtungen ist inzwischen in der Dorno-Festschrift der Strahlentherapie 39, 376, 1931 erschienen.

Conrad-Wien.

Strahlungsklimatische UV-Messungen mittels der Cadmiumzelle. Meteorol. ZS. 47, 459—460, 1930, Nr. 11. Erklärung einer Reihe namhaftester Strahlenforscher, daß entgegen der von Linke geübten Kritik an der photoelektrischen Meßmethode mittels Cadmiumzelle diese Methode als zur Zeit beste empfohlen werden kann. Sie hat trotz mancher anerkannten Mängel nach sorgsamer Abstimmung der angewandten Zellen und bei Innhaltung genau gleicher Meßanordnung schon sehr viel Nützliches geleistet. Abstimmung übernimmt das Preußische Meteorologische Observatorium Potsdam und das Physikalisch-Meteorologische Observatorium Davos.

Risse.

F. Linke. Strahlungsklimatische UV-Messung mittels der Cadmiumzelle. (Erwiderung.) Meteorol. ZS. 47, 496, 1930, Nr. 12. In der Meteorol. ZS. S. 459 nahm eine Reihe von Strahlungsforschern Stellung gegen eine Abhandlung des Verf. „Kritik der Cadmiumzelle“ (Strahlentherapie 35, 62, 1929). Der Verf. will auch nicht bestreiten, daß die Cadmiumzelle sehr viel Nützliches geleistet habe. Dagegen darf man nach seinen Untersuchungen die Intensität des Photostromes der Cadmiumzelle nicht als Ultraviolettintensität bezeichnen.

Conrad-Wien.

Hans Grimm. Beobachtungen über die Helligkeitsschwankungen des aschgrauen Mondlichtes. ZS. f. Geophys. 7, 92—94, 1931, Nr. 1/2. Verf. verweist auf seine aus den Jahren 1927/28 gemachten Notizen über die Helligkeit des aschgrauen Mondlichtes und auf seine danach angestellten systematischen Beobachtungen mit der von Plassmann angegebenen Skale, die in zehn Helligkeitsstufen (Sichtbarkeitsgraden, von denen einer gleich 0.37 astrophotometrische Einheiten beträgt) von bestimmt unsichtbar bis auffallend hell fortschreitet. Die Ergebnisse der Schätzungen von 1929 sind wie jene in „Das Wetter“ veröffentlicht worden, weitere Beobachtungen werden, entweder auf dem Obirobservatorium oder dem Sonnblick angestellt, noch veröffentlicht werden, weitere folgen an der geoptischen Station zu Simferopol und dem Observatorium zu Rio Negro in Brasilien u. a. Die Beobachtungen selbst (Datum, Zeit, Mondhöhe, Sonnentiefe, Phase, geographische Lage und Höhe des Beobachtungsortes, Luftdruckverteilung auf der betreffenden Erdhälfte) sollen mittels des Lochkartenverfahrens eingetragen werden und die Auswertung der Lochkarten im Statistischen Staatsamt zu Prag erfolgen.

Blaschke.

E. Palmén. Nachtrag zum Aufsatz: Die vertikale Mächtigkeit der Kälteeinbrüche über Mitteleuropa. Gerlands Beitr. 28, 235–237, 1930, Nr. 1/3. Es werden zwei Beispiele aus The Observatories' Yearbook 1927 angegeben, aus denen ersichtlich wird, daß es bestimmt Polarlufteinbrüche gibt, die die ganze Troposphäre umfassen, was der Verf. schon ohne Kenntnis der beiden Beispiele in der im Titel angegebenen Arbeit angenommen hatte. Er ist auch der Ansicht, daß Polarlufteinbrüche von solcher vertikalen Mächtigkeit nicht zu den seltenen Erscheinungen gehören.

Conrad-Wien.

A. Nippoldt. Verwertung magnetischer Messungen zur Mutung für Geologen und Bergingenieure. V u. 74 S. Mit 19 Abbildungen im Text und 36 Tafeln. Berlin, Julius Springer, 1930. Inhaltsverzeichnis: Vorwort. Einleitung. Der Einzelpol. Polfolgen. Der Magnet. Die magnetische Platte. Anwendung der Methode. Der topographische Effekt. Elimination des Normalfeldes. Namen- und Sachverzeichnis. 2 Tabellen und 36 Tafeln in der Tasche am Schluß des Buches. Der Verf. wendet ein neues Verfahren an, ohne umständliche Rechnerei auch komplizierte Fälle der magnetischen Feldvermessung zu deuten. Es ist den üblichen Meßverfahren, längs von Profilen die Änderung von Vertikal- und Horizontalintensität zu messen, angepaßt und ohne weiteres einleuchtend. Der Grundgedanke, alle Magnetisierungen aus den Wirkungen von Einzelpolen zu kombinieren — vom Verf. ausdrücklich als Näherungsverfahren bezeichnet —, wird in den ersten vier Kapiteln ausgeführt. Zunächst werden für den „Einzelpol“ die „Charakteristiken“ errechnet, das sind die Werte von Z und H , die längs eines über einen in der Tiefe $r_0 = 1$ liegenden Pol vom Moment $M = 1$ hingeführten Profils vorhanden sind. Der Verlauf dieser Funktionen, des „Typus des Einzelpoles“, wird eingehend besprochen. Aus diesem werden dann die Wirkungen mehrerer Pole abgeleitet. Es wird stets hervorgehoben, welche Teile der entstehenden Kurven die zuverlässigsten Rückschlüsse auf Lage, Tiefe und Moment der Pole erlauben. Nach den gleichnamigen Polfolgen werden die Folgen ungleichnamiger Pole, das sind die Magnete, für verschiedene Lagen besprochen. Es folgen dann die Platten. In dem Kapitel „Anwendung der Methode“ wird an zwei willkürlich gewählten Beispielen gezeigt, wie in praxi die Methode der Polfolgen anzuwenden ist; dann wird ihre Anwendbarkeit an mehreren aus der Literatur bekannten Fällen erwiesen. Das Schlußkapitel ist zunächst den topographischen Effekten, dem rein geodätischen, der das orographische Relief der Erdoberfläche berücksichtigt, und dem geomagnetischen gewidmet, der den Einfluß magnetisch wirksamer, störender Deckschichten darstellt und den Einfluß der Hebung des magnetischen Hauptvorkommens in der Nachbarschaft über den Beobachtungspunkt erfaßt. Auch hier machen Beispiele das Gesagte verständlich. Mit Ratschlägen, wie man am besten das Normalfeld der Erde und große regionale Störungen eliminiert, schließt die Abhandlung. Mit das Wichtigste sind die dem Buche beigegebenen Tabellen und Kurven, in deren Herstellung eine bedeutende Arbeit steckt.

H. Witte.

G. Schmerwitz. Erhöhung der Empfindlichkeit der Hebelwaage durch ein Horizontalpendel. (Erste Mitteilung.) ZS. f. Geophys. 7, 104–108, 1931, Nr. 1/2. (Vortrag 9. Tagung D. Geophys. Ges. Potsdam 1930.) Zur Bestimmung des vertikalen Gradienten der Schwere $\partial^2 v / \partial z^2$ muß die relative Neßgenauigkeit der besten Hebelwaagen, die etwa 10^{-8} beträgt, um den etwa 200fachen Betrag erhöht werden; falls man diesen Gradienten mit derselben Genauigkeit bestimmen will, wie es bei den horizontalen Größen mit Hilfe der Eötvösschen Drehwaage

möglich ist. Durch Kombination der Hebelwaage mit einem kleinen Horizontalpendel wird die Empfindlichkeit dieser Waage um mehr als den geforderten Betrag erhöht. Die praktische Brauchbarkeit dieses Prinzips wird an einem experimentellen Beispiel erwiesen, wobei eine Hebelwaage mittlerer Empfindlichkeit benutzt wurde. Mit einer etwas besseren Waage, die 1 kg Belastung zuließ, wurde mit Hilfe eines Horizontalpendels bei 2,5 m Skalenabstand eine Empfindlichkeit von 0,001 mg pro 1 mm erreicht, d. h. bei Schätzen der Zehntelmillimeter die relative Genauigkeit von 10^{-10} . Die erforderliche Konstanz des Nullpunktes wird nach Vorversuchen mit einer Bänderaufhängung der Schalen und einer Nullmethode der Messung auch als erreichbar angesehen.

Schmerwitz.

Guido Carobbi. Nuove ricerche chimiche cristallografiche sulla lithidionite del Vesuvio. Rend. di Napoli (3) **36**, 21—31, 1930, Nr. 1/4. Der von E. Scacchi 1880 am Vesuv gefundene Lithidionit wurde chemisch und kristallographisch neu untersucht. Es wurde von neuem die Identität des Neocyanits von Scacchi mit dem Lithidionit festgestellt und die Formel gefunden $(\text{Cu}, \text{Na}_2, \text{K}_2) \text{Si}_3\text{O}_7$. Mikroskopisch wurden aus verschiedenen Kristallwinkeln die kristallographischen Konstanten bestimmt und eine neue einfache Form gefunden. Außerdem wurden die Brechungsexponenten und die Achsenwinkel bestimmt.

Tollert.

Werner Zeller. Praktische und theoretische Untersuchung von Schwingungsmessern zur Aufnahme und Beurteilung von Verkehrserschütterungen. ZS. f. Bauwesen **80**, 171—184, 1930, Nr. 7. Verf. setzt zunächst die Theorie der Schwingungsmesser in verständlicher Weise auseinander. Es wird eingehend erläutert, wie die Vergrößerung der Apparate von der Frequenzlage der Meßfrequenz in der Resonanzkurve und von der Dämpfung abhängt. Der Unterschied zwischen dem Wegmesser und dem Beschleunigungsmesser wird erklärt. Die verschiedenen bekannten Schwingungsmesser werden an Hand der Theorie besprochen und teilweise Verbesserungsvorschläge gemacht. Für die Beanspruchung von Bauwerken ist die Kenntnis der Beschleunigung notwendig, daher die besondere Bedeutung von registrierenden Beschleunigungsmessern (hohe Eigenfrequenz) für die ganze Erschütterungstechnik. In diesem Zusammenhang wird der bereits früher beschriebene Piezoquarzbeschleunigungsmesser (vgl. diese Ber. **11**, 1107, 1930) noch einmal eingehend besprochen. In der Untersuchung über den Einfluß der Eigenfrequenz der Apparatur auf die Meßgenauigkeit finden sich einige grundsätzliche Irrtümer, die aber nichts an der Brauchbarkeit der piezoelektrischen Methode ändern. Die Eichung der Apparatur mit Hilfe einer bekannten Beschleunigung scheint am genauesten zu sein. Zum Schluß wird für Erdbeben und Erschütterungen eine neue Stärkeskala entwickelt. Mit dem neuen Apparat aufgenommene Beschleunigungskurven werden nicht mitgeteilt.

Johannes Kluge.

Geophysikalische Berichte

Angewandte Geophysik. Handb. d. Experimentalphys. (Wien-Harms) Bd. XXV, 3. Teil, redigiert von G. Angenheister. XI u. 556 S., zahlreiche Figuren. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft, 1930. Dieser Band des Handbuchs der Experimentalphysik bringt eine vollständige Darstellung aller wichtigen Verfahren der angewandten Geophysik und als geologische Grundlage eine Zusammenstellung der physikalischen Eigenschaften der Gesteine. Es wurde besonderer Wert darauf gelegt, nicht nur eine Beschreibung der Instrumente und Messungsverfahren, sondern auch eine möglichst vollständige Darstellung von Theorie und Praxis der Auswertungsmethoden zu geben. Der praktische Geophysiker findet eine sachgemäße und faßliche Darstellung aller Fragen, die das Physikalische seines Arbeitsgebiets betreffen. Durch weitgehende Aufteilung des Stoffes unter verschiedene Verfasser wurde erreicht, daß die einzelnen Autoren nur solche Gebiete beschreiben, in denen sie selbst gearbeitet haben. Inhalt. H. Reich. Geologische Unterlagen der angewandten Geophysik, S. 3—46. (Grundsätzliches; Ausdehnung, Form, Grenzflächen. Anisotropie, Dichte, elastische Eigenschaften, magnetische Eigenschaften, elektrische Leitfähigkeit, sonstige physikalische Eigenschaften geologischer Körper.) Karl Jung. Gravimetrische Methoden der angewandten Geophysik, S. 49—208. (Einleitung, Theorie der Drehwaage, Instrumentelles, Theorie der Messungen, Deutung der Messungen.) O. Meisser und H. Martin. Luft- und Bodenseismik, S. 211—302. (Luftseismik; Bodenseismik, Apparate und Methoden; seismische Bodenforschung, Messungen.) H. Haalck. Die magnetischen Methoden der angewandten Geophysik, S. 306—398. (Einleitung, die örtlichen Störungen des magnetischen Erdfeldes durch den Gesteinsmagnetismus, die theoretischen Beziehungen zwischen eingelagerten Störungsmassen und örtlichen erdmagnetischen Störungen, Ausföhrung und Ergebnisse der magnetischen Aufschlußmethode.) J. N. Hummel und W. Heine. Die elektrischen Methoden der angewandten Geophysik, S. 401—515. [Theorie der elektrischen Methoden: allgemeine Grundlagen, Untersuchungen an stationären Feldern (Gleichstrommethoden), quasistationäre Vorgänge (Wechselstrommethoden), Untersuchungen an dynamischen Vorgängen (Wellenmethoden); Praktische Anwendung der elektrischen Methoden: Einführung, Gleich- und Wechselstrommethode, Wellenmethode.] J. N. Hummel. Radioaktive Methoden, S. 519—539. (Bedeutung der Radioaktivität für die Geophysik, geologische und physikalische Grundlagen für die radioaktiven Aufschlußarbeiten, Meßmethoden und -apparate, die Aufschlußmethoden und ihre praktischen Ergebnisse.) Register. *K. Jung.*

Bernard A. Keen. The physical properties of the soil. Mit 93 Abbildungen. VII u. 380 S. London, New York und Toronto, Longmans, Green & Co., 1931. (The Rothamsted Monographs on Agricultural Science, herausgegeben von Sir E. John Russell.) *Scheel.*

M. Robitzsch. Das Stehenbleiben der Registrieruhren in der Kälte. Mitt. Aeron. Observ. Lindenberg 1930, S. 203—204. Eine um einige Jahre zurückliegende Diskussion über Antriebsuhren aerologischer Meßgeräte — Meteorographen — hat zu Verbesserungen an diesen Uhren geführt, die zum großen Teil durch den Verf. angeregt wurden. Bei den Triebwerken der leichten Meteorographen, wie sie bei den Sondierballonen benutzt werden, wurde als Material für die Unruhe Nickelstahl verwendet; die Unruhe selbst wurde, um ihr Kraftüberschuß zu erteilen, massiger gebaut als erforderlich und die Hemmung leicht gesetzt. Außerdem wurde die Zapfenluft in den Achsenlagern vergrößert, während

für die Räder eine verhältnismäßig grobe Verzahnung gewählt wurde. Für den Betrieb wurden die Werke nur so schwach geölt, daß das Eindicken des Öls bei tiefen Temperaturen und damit eine sehr häufig vorkommende Störungsquelle ausgeschlossen blieb, die Stahlteile jedoch einen auch bei den besonders rauen Anwendungsbedingungen, wie sie für Sondierballone gelten, genügenden Rostschutz erhielten. Sämtliche erwähnten Maßnahmen sind unerläßliche Voraussetzungen für erstklassige Meteorographenriebwerke.

W. Keil.

Drehwaagen nach Eötvös-Schweydar. Druckschrift Geo 103, Askania-Werke A.-G., Berlin Friedenau, 1931, 36 S. Diese Schrift ist mehr als eine bloße Geschäftsempfehlung. Sie enthält außer einer faßlich geschriebenen Erläuterung der Eötvösschen Drehwaage und Darstellungen der Schweydarschen Konstruktion Angaben über Nebenapparate, über Methoden der Messung und Auswertung, ferner Beispiele aus der Praxis. Hervorzuheben ist die Ausstattung mit Figuren und Abbildungen und das reichhaltige, mit guter Auswahl zusammengestellte Literaturverzeichnis.

K. Jung.

H. Haalek. Ein statischer Schwerkraftsmesser. (Vorläufige Mitteilung.) ZS. f. Geophys. 7, 95—103, 1931, Nr. 1/2. (Vortrag 9. Tagung d. D. Geophys. Ges., Potsdam 1930.) Der statische Schwereapparat soll Schwereänderungen durch Beobachtung der Höhe einer Quecksilbersäule messen lassen, die vom Druck einer abgeschlossenen Gasmenge im Gleichgewicht gehalten wird. Es werden Angaben über die Konstruktion des ersten Versuchsapparates gemacht und Messungen mit diesem Apparat angegeben. Die Ablesungen im Instrumentensaal des Potsdamer Geodätischen Instituts bei verschiedenen Temperaturen lassen den hohen Grad der Temperaturkompensation erkennen, und Messungen am Fuß und in Höhe der oberen Plattform des Funkturms zu Berlin-Wilmersdorf zeigen deutlich einen Effekt, der ungefähr der Größe des erwarteten Schwereunterschieds entspricht.

K. Jung.

P. Guthnick. Bericht über den Fortgang der spektrographischen und lichtelektrischen Arbeiten am 125 cm-Reflektor. Berl. Ber. 1930, S. 495—496, Nr. 28/29. Kurzes Referat über die Fortführung der seit der letzten Mitteilung des Verf. in Potsdam ausgeführten spektrographischen Messungen (Auffindung und Periodenbestimmung einiger Doppelsterne) und lichtelektrischen Messungen (Untersuchung von Veränderlichen, Aussicht auf Ermittlung der Rotationsperiode des Neptun, Schwankungen von α Lyrae).

Sewig.

Ch. Dévé. Sur un projecteur d'alignement. C. R. 191. 1444—1447, 1930, Nr. 26. Es wird für topographische und andere Zwecke ein Richtungsscheinwerfer beschrieben, der dadurch gekennzeichnet ist, daß sich in der Brennebene eines von der Lichtquelle (150 Watt-Lampe) beleuchteten Objektivs zwei halbkreisförmige Glasscheiben befinden, die verschieden gefärbt sind und miteinander einen äußerst schmalen Spalt bilden. Der Vermesser sieht nun beispielsweise die Lichtquelle in roter Farbe, wenn er sich rechts von der Visierlinie befindet, und blau, wenn er sich links davon befindet, nur genau in der Visierrichtung erscheint die Lichtquelle weiß. Als Anwendung für diese Richtungsscheinwerfer werden Beispiele aus dem Bergbau angeführt, ferner die Positionslichter eines Hochseeschiffes. Verf. betrachtet im einzelnen die meßtechnischen Vorzüge und Genauigkeitsgrenzen der genannten Einrichtung.

Patzelt.

K. R. Ramanathan and Sobhag Mal. A laboratory method of demonstrating the formation of fronts and vortices when there is dis-

continuous movement in a fluid. *Nature* 127, 272, 1931, Nr. 3199. Beschreibung eines Experiments, bei dem die Wellen und Wirbel der norwegischen Meteorologen im Experiment nachgeahmt werden. *Haurwitz.*

George D. Clyde. A new spring balance for measuring water content of snow. *Science* (N. S.) 73, 189—190, 1931, Nr. 1885. Zur Beseitigung einiger Nachteile, welche die jetzt zur Bestimmung des Wassergehalts von Schnee gebräuchlichen Waagen haben, wurde eine in einem Rohr untergebrachte Federwaage konstruiert, der eine größere Empfindlichkeit bei gleicher Genauigkeit wie bei jener zugeschrieben wird, und die außerdem den Vorteil besitzt, leichter und kompakter zu sein, was ihren Gebrauch im Gebirge und unter erschwerenden Witterungsverhältnissen erleichtert. *v. Steinwehr.*

T. Alty and S. Alty. The detection of rock salt by the methods of electrical surveying. *Canad. Journ. Res.* 3, 521—525, 1930, Nr. 6. Es wird eine elektrische Methode zur Bestimmung der Tiefe und Stärke von Steinsalzlagerstätten sowie zur Feststellung von Lage und Ausdehnung von mit Sole angefüllten Höhlungen beschrieben. Zu diesem Zweck wird eine Elektrode *A* über dem zu untersuchenden Punkt in die Erde gebracht und in einem beträchtlichen Abstand hiervon eine zweite Elektrode *B*. Sie befinden sich in einem Stromkreis, der von einer 200 Volt-Batterie gespeist wird. Man mißt nun den Strom *i* im Kreis und die Potentialdifferenz *V* zwischen je zwei Punkten an der Erdoberfläche, indem man sukzessive in gleichen Schritten von *A* nach *B* geht. Auf diese Weise läßt sich der mittlere Widerstand des Grundes zwischen den jeweiligen Meßpunkten bestimmen. Die sich um den Punkt *A* ausbildenden Äquipotentialflächen werden gestört, wenn in bestimmter Tiefe ein Material anderer Leitfähigkeit auftritt, diese Störung macht sich in dem Widerstand bemerkbar, und zwar in einem Abstand von *A*, der der Tiefe der Störschicht entspricht. Die bei der Methode zu beachtenden Vorsichtsmaßnahmen, sowie einige Meßergebnisse werden mitgeteilt. *Blechschmidt.*

F. Hopfner. Die Entwicklung des Raumpotentials nach Kugelfunktionen. *Gerlands Beitr.* 29, 22—28, 1931, Nr. 1. Der Verf. beweist, daß die bekannte Entwicklung des Raumpotentials für den Außenraum nach allgemeinen Kugelfunktionen auch innerhalb eines gewissen Bereichs im Innern der Masse konvergiert und daselbst die Potentialfunktion darstellt. Auch die erste und zweite Ableitung wird untersucht und gezeigt, daß die zweite Ableitung für einen Punkt im Innern der Masse nicht durch gliedweise Differentiation der Reihe gefunden werden kann. *Hopfner-Wien.*

J. Koenigsberger. Zur experimentellen Tektonik. *Naturwissensch.* 18, 1111, 1930, Nr. 51. In dieser Bemerkung zu einer Abhandlung von H. Cloos: „Zur experimentellen Tektonik“ wird darauf aufmerksam gemacht, daß das Verhältnis der Festigkeit des Gesteins in der Natur zu der des Materials im Modell nicht nur durch das Verhältnis der Längendimensionen, sondern auch durch die Dichte der Modellsubstanz bestimmt ist. Es gelingt aber nicht, die verschiedenen Festigkeiten, die zueinander nicht in konstantem Verhältnis stehen (Zug-, Biege-, Druckfestigkeit), Elastizitäts- und Torsionsmodul und die Zeitdauer der Versuche, die ebenfalls wesentlich ist, den natürlichen Bedingungen völlig entsprechend zu wählen; man muß vielmehr ein Kompromiß treffen und versuchen, vor allem die drei erwähnten Festigkeiten ungefähr im richtigen Verhältnis wiederzugeben. Weiter wird darauf aufmerksam gemacht, daß Widersprüche zwischen geologischen

Folgerungen und Ergebnissen von Modellversuchen zu einer Nachprüfung der Folgerungen wie der willkürlich angenommenen dynamischen Bedingungen der Modellversuche führen sollen. Ein solcher Widerspruch, die Annahme liegender Falten, die im Verhältnis zur Mächtigkeit sehr ausgedehnt sind, wird erwähnt.

Koenigsberger.

H. Haalek. Zur Frage der Beschaffenheit des Erdinnern. *ZS. f. Geophys.* 7, 68–74, 1931, Nr. 1/2. Es wird die Möglichkeit erörtert, daß man an Stelle der meist üblichen Dreiteilung der Erde (Mantel-Silikathülle bis 1200 km Tiefe, Zwischenschicht-Sulfidoxydschale bis 2900 km Tiefe mit Unterteilungen in 1700 und 2450 km Tiefe, Metallkern) auch eine Zweiteilung annehmen kann, die zwar für den Kern einen unbekannten Aggregatzustand setzt, aber dafür die besonders scharf ausgeprägte Unstetigkeit in 2900 km Tiefe nach Ansicht des Verf. leichter erklärt. Hiernach wäre ein Mantel bis 2900 km Tiefe anzunehmen, der seinerseits aus drei Schichten (Silikatschmelze bis 1200 km Tiefe, Sulfidoxydschmelze bis 1700 oder 2450 km Tiefe und Metallschmelze) besteht, während der Zustand des Kerns von dem des Mantels wesentlich verschieden und uns vorläufig unbekannt ist. Es wird eine Möglichkeit angedeutet, das magnetische Feld der Erde auf die Beschaffenheit des Erdkerns zurückzuführen.

K. Jung.

W. Heiskanen. Isostasy and the figure of the earth. *Sill. Journ.* (5) 21, 39–50, 1931, Nr. 121. In einer zusammenfassenden Darstellung wird dargetan, daß die aus Schweremessungen bestimmten Längenglieder der Schwereformeln nicht als bloße Folge der angewandten Reduktionsverfahren angesehen werden können und daher die Elliptizität des Äquators nicht einfach von den Reduktionen vorgetäuscht sein kann. Weiterhin wird gezeigt, daß es nicht im entferntesten möglich ist, die Schwereanomalien aus Geoidundulationen ohne Annahme isostatischer Kompensation zu erklären, und auch die gemessenen Lotabweichungen verlangen diese Kompensation. Die gegen die Anwendung isostatischer Methoden erhobenen Bedenken sind qualitativ berichtigt, aber werden in ihrer quantitativen Auswirkung um ein Vielfaches überschätzt.

K. Jung.

R. Wavre. Géodésie et précession. *Arch. sc. phys. et nat.* (5) 12, 11–30, 1930, Jan.-Febr. Die vorliegende Veröffentlichung, eine Fortsetzung und Anwendung früherer theoretischer Untersuchungen des Verf. über die Gleichgewichtsgestalt rotierender Himmelskörper, behandelt ausführlich die Beseitigung von Unstimmigkeiten bei der Bestimmung der Abplattung der Erde aus verschiedenartigen Beobachtungsergebnissen. Geodätische Messungen führen auf Abplattungen von etwa $1/293,5$, während Präzessionsbeobachtungen auf Abplattungen von etwa $1/297,3$ schließen lassen. Wie sich zeigt, liegt dieser Unterschied daran, daß nur Glieder mit der zweiten Potenz der Rotationsgeschwindigkeit der Erde bei Berechnung der Abplattung berücksichtigt wurden. Führt man das Glied mit der vierten Potenz ein, so erhält man aus Präzessionsbeobachtungen Abplattungen von etwa $1/294$ in Übereinstimmung mit den aus geodätischen Messungen berechneten Werten. Die lesenswerte und wichtige Abhandlung ist leider ohne Kenntnis der in früheren Heften derselben Zeitschrift erschienenen Vorarbeiten nur schwer verständlich.

K. Jung.

Karl Jung. Über die Bestimmung der Geoidundulationen aus Schweremessungen. *ZS. f. Geophys.* 7, 81–91, 1931, Nr. 1/2. Ausführliche Veröffentlichung in *Gerlands Beitr.* 29, 29–58, 1931, Nr. 1. Da wegen der mit der isostatischen Reduktion der Schwerewerte verbundenen Massenverlagerung die Niveaufläche verschoben wird, kann man isostatisch reduzierte Schwerewerte

nicht unmittelbar zur Bestimmung der Geoidundulationen verwenden. Es wird gezeigt, daß nach Ausführung einer Korrektur, durch welche die Wirkung des Reduktionsverfahrens auf die Lage des Geoids beseitigt wird, die isostatisch reduzierten Schwerewerte sehr wohl zur Bestimmung der Geoidundulationen dienen können. Das von Hopfner vorgeschlagene Verfahren, nach dem die Schwerewerte so auf das Geoid reduziert werden, daß dabei keine Massenverschiebungen vorkommen, und dann die Geoidundulationen aus einfachen Formeln folgen sollen, bedarf einer ergänzenden Korrektur, da in dem Formelsystem Hopfners die außerhalb des Geoids liegende Massen nicht berücksichtigt sind. Ohne diese Korrektur erhält man nicht die Undulationen des Geoids, sondern die einer Niveaufläche, die alle Massen in ihrem Innern einschließt und auf der dieselbe Schwereverteilung vorliegt, wie sie die wirklichen Erdmassen auf dem Geoid hervorrufen. Die an Hopfners Verfahren anzubringende Korrektur hat rund den vier- bis fünffachen Betrag der Korrektur, die an den Bestimmungen aus isostatisch reduzierten Werten anzubringen ist, und es ist deshalb weniger günstig, nach Hopfner zu verfahren, als isostatische Anomalien zu verwenden. Aus der von Prey gegebenen Entwicklung der Erdoberfläche nach Kugelfunktionen werden die Korrekturen für beide Verfahren bis zur fünften Ordnung berechnet. Die gleichfalls bis zur fünften Ordnung berechneten „Isostatischen Geoidundulationen“ zeigen an, wie groß die Undulationen im isostatischen Falle sind und lassen also die Größenordnung der wirklichen Undulationen der dem isostatischen Aufbau sehr nahen Erdkruste erkennen ($< \pm 100$ m). Die Kartendarstellungen geben einen Eindruck von Größenordnung und ungefähre Verteilung der berechneten Werte.

K. Jung.

F. Hopfner. Bemerkung zu der Arbeit „Über die Bestimmung der Geoidalundulation von Karl Jung“. ZS. f. Geophys. 7, 91, 1931, Nr. 1/2.

K. Jung. Zu der Bemerkung des Herrn F. Hopfner über „K. Jung, Über die Bestimmung der Geoidalundulationen“. ZS. f. Geophys. 7, 92, 1931, Nr. 1/2.

F. Hopfner. Bemerkungen zu Herrn K. Jungs „Bestimmung der Geoidundulationen aus Schweremessungen“. Gerlands Beitr. 29, 59, 1931, Nr. 1.

K. Jung. Ergänzende Erwiderung zu den Bemerkungen von Herrn F. Hopfner. Gerlands Beitr. 29, 60–62, 1931, Nr. 1.

F. Hopfner. Entgegnung auf die Erwiderung des Herrn Jung. Gerlands Beitr. 29, 62, 1931, Nr. 1.

K. Jung. Bemerkung zur Entgegnung von Herrn F. Hopfner. Gerlands Beitr. 29, 63, 1931, Nr. 1. Vgl. vorstehendes Referat.

Scheel.

Paul R. Heyl. A redetermination of the constant of gravitation. Bur. of Stand. Journ. of Res. 5, 1243–1290, 1930, Nr. 6 (RP. 256). Das Gehäuse der Coulombschen Drehwaage hat einen 20.6 cm langen Balken, die etwa 50 g schweren kugelförmigen Gewichte sind an kurzen Fäden am Ende des Waagebalkens aufgehängt. Der Torsionsfaden ist aus W, etwa 1 m lang und hat einen Durchmesser von 0.025 mm. Das Gehäuse des Apparats kann ausgepumpt werden. Das Gehäuse schwingt im Gravitationsfeld zweier Stahlzylinder von etwa 66.3 kg Masse, die mit vertikaler Achse in erster Lage sich symmetrisch zur Mitte des Waagebalkens in dessen Verlängerung befinden, in zweiter Lage gleichfalls symmetrisch zur Balkenmitte in hierauf senkrechter Richtung. Gemessen wird in beiden Fällen die Schwingungsperiode des Gehäuses, und aus dem Ergebnis werden die Torsionskonstante des Torsionsfadens und die Gravitationskonstante

berechnet. Man erhielt bei Balkengewichten aus Gold, Platin und Glas für die Gravitationskonstante die um mehr als die Beobachtungsgenauigkeit voneinander abweichenden Werte $6,678 \cdot 10^{-8}$, $6,664 \cdot 10^{-8}$ und $6,674 \cdot 10^{-8}$ CGS-Einheiten. Als Mittel wird der Wert $6,670 \cdot 10^{-8}$ angegeben, wobei den Messungen mit goldenen Maßen das Gewicht 1, den anderen Messungen das Gewicht 3 zuerteilt wurde. Der große Unterschied muß noch aufgeklärt werden. Kontrollmessungen mit einer Eötvösschen Drehwaage lassen solche Differenzen nicht erkennen und es dürfte eine eventuelle Abhängigkeit der Anziehung von der Natur der anziehenden Massen nicht anzunehmen sein. Die Veröffentlichung enthält eingehende Angaben über die Apparatur, die Beobachtungsmethoden, die mathematische Theorie und die Ergebnisse.

K. Jung.

J. Stein. Zu Hagens Erklärung der elliptischen Bewegung beim Foucaultschen Pendelversuch. Naturwissensch. 19. 39, 1931, Nr. 2. Es werden Einwände gegen die von P. Hagen in derselben Zeitschrift (Naturwissensch., 19. September 1930) gegebene Erklärung der elliptischen Bewegung des Foucaultpendels erhoben.

K. Jung.

E. Kühneweg. Verbreitung, Schichtenfolge, Entstehung und Lagerungsformen der deutschen Zechsteinsalzlagertstätten. Naturwissensch. 18, 925—931, 1930, Nr. 45. Die hauptsächlichsten deutschen Salzvorkommen sind die an der Umrahmung des Harzes, in dem hessisch-thüringischen Becken und der hannoverschen Gegend. Vereinzelt Vorkommen findet man jedoch sowohl in der Gegend vom Niederrhein bis nach Litauen als auch von der Unterelbe bis nach Bayern. Die Schichtenfolge der Staßfurter Salzlager ist die folgende: Unter dem bis zur Erdoberfläche ragenden unteren Buntsandstein liegen zunächst rote und blaue Letten des oberen Zechsteins; darunter folgt ein etwa 40 m mächtiges Gips- und Anhydritlager, dann der graue Salzton. Unter dem Salzton beginnt das Salzlager, zu oberst unter einer dünnen Schutzdecke von NaCl die Kalisalze, dann die Hauptmenge des Steinsalzes. Dieses klassische Profil der deutschen Salzlagertstätten ist an manchen Orten um einige Schichten reicher, an anderen Orten um einige Schichten ärmer. Entstanden sind die Salzlagertstätten durch Ausscheiden des Salzes aus Wasser. Genaue Untersuchungen hierüber sind an dem russischen Salzsee, dem Eltonsee, gemacht worden. Die deutschen Salze sind in einem wahrscheinlich ziemlich seichten Meerbusen abgelagert, der ganz Norddeutschland und einen Teil der Nord- und Ostsee umfaßte. Ursprünglich sind die Salzschichten horizontal abgelagert worden, heute sind sie mehr oder minder steil aufgerichtet. Über die Entstehung dieser Lagerungsformen sind verschiedene Ansichten verbreitet. Die einen nehmen den Sitz der Kräfte für den Aufstieg der Salze im Innern der Salze (Volumenänderung durch Umkristallisieren) an; die anderen sehen die Ursache des Salzaufstiegs in äußeren horizontalen Druckkräften. Zum Schluß macht der Verf. im Hinblick auf die wahrscheinliche Ursache des Vienenburger Unglücks noch einige Mitteilungen über den Salzspiegel.

W. Schneider.

Genrokuro Nishimura. The effect of temperature distribution on the deformation of a semi-infinite elastic body. Bull. Earthqu. Res. Inst. Tokyo 8, 91—142, 1930, Nr. 2. Nach analytischer Formulierung der allgemeinen Gleichgewichtsbedingungen eines elastischen Systems mit beliebiger Temperaturverteilung wird zunächst das ebene Problem unter Benutzung rechtwinkliger Koordinaten (Grenzebene des Halbraumes $y = 0$) und Zugrundelegung einer Temperaturverteilung von der speziellen Form $T = Ae^{-\gamma y}$, $f(x)$ mit $f(x) = \cos(\beta x)$

bzw. $\sin(\beta x)$ behandelt, wobei die Konstanten β und γ entweder als voneinander unabhängig oder aber als durch eine Relation von der Form $\gamma = \alpha \cdot \beta^n$ zusammenhängend (α willkürlich, $n = 1, 2, \dots$) vorausgesetzt werden; für eine willkürlich vorgegebene Temperaturverteilung $f(x)$ an der Oberfläche wird die Darstellung durch ein Fouriersches Integral benutzt, wodurch sich die zugehörigen Verdrückungen unter Anwendung des linearen Superpositionsprinzips ebenfalls in Form von Fourierschen Doppelintegralen ergeben. Als Beispiel wird unter anderem

$$f(x) = \begin{cases} 0 & \text{für } x < -a, \\ B & \text{für } -a < x < a, \\ 0 & \text{für } x > a \end{cases}$$

mit festem B behandelt; die Auswertung der Integrale führt hierbei unter Verwendung von Formeln, die K. Sezawa (Rep. of Aeron. Res. Inst. Tokyo 4, Nr. 4, 1928; Bull. Earthqu. Res. Inst. Tokyo 4, 1928) angegeben hat, auf Ausdrücke in Integralsinus und Integralkosinus. Für das dreidimensionale Problem werden Zylinderkoordinaten (Grenzebene des Halbraums $z = 0$) und der Ansatz $T = A e^{-\beta z} J_m(kr) \cdot f(\theta)$ mit $f(\theta) = \sin(m\theta)$ bzw. $\cos(m\theta)$ sowie mit $\beta = \beta_0 \cdot k$ benutzt; bei beliebiger Oberflächenverteilung der Temperatur findet wiederum das lineare Superpositionsprinzip unter Heranziehung Fourierscher Reihen sowie Fourier-Besselscher Doppelintegrale Verwendung; insbesondere wird der Fall einer zentralsymmetrischen Verteilung an Hand verschiedener spezieller Beispiele behandelt. Die erhaltenen Ergebnisse, die insbesondere in geophysikalischer Hinsicht von Interesse sind, werden durch Beifügung zahlreicher graphischer Darstellungen veranschaulicht.

Harry Schmidt.

A. Rittmann. Das Irpinische Erdbeben. Naturwissensch. 19, 58–65, 1931, Nr. 3. Zeit: 23. Juli 1930 um 1 Uhr 9 Minuten. Ort: Süditalien (Neapel). Dauer der makroseismischen Bewegung: 25 sec. Gesamtdauer (mikroseismisch): etwa 35 Minuten. Genaue Bestimmung des Bebenzentrums aus den Neapeler Seismogrammen nicht möglich, da Nahbeben. Von Juli bis September wurden noch 27 weitere Stöße (Nachbeben) registriert, von denen der erste (23. Juli) eine Maximalamplitude von 10000 μ hatte. Relativ geringe Verluste an Menschenleben (1465), da es zur Zeit der Ernte stattfand, und daher die meisten Bauern in Strohhütten auf den Feldern übernachteten. Bebenstärke in Aquilonia und Villanova nach Mercalliskale: 10, das ist der höchste Grad dieser Skale; in Bisaccia: 8. Eine Kartenskizze der Isoleisten, der Kurven gleicher Bebenstärke ist beigegeben. Desgleichen viele Abbildungen der Zerstörungen. Es waren drei deutlich voneinander getrennte Hauptzerstörungsgebiete vorhanden. Verf. geht noch auf den Zusammenhang der Isoleistenform mit der Tektonik des Landes ein. Das Beben wird als vulkanotektonisches angesprochen, das auf Sackungen im Dach des alten Magmaherdes zurückzuführen ist, die aber ihrerseits durch Erscheinungen des Tiefenvulkanismus bedingt sind.

Picht.

Torahiko Terada. On the Heat Generated by the Deformation of the Earth Crust. Bull. Earthqu. Res. Inst. Tokyo 8, 377–383, 1930, Nr. 4. Jede unelastische Deformation der Erde erzeugt Wärme, die bisher nach Ansicht des Verf. zu wenig bei der Behandlung gewisser geophysikalischer Probleme berücksichtigt wurde. Sie kann z. B. — wenigstens teilweise — die Wärme der heißen Quellen liefern. Auch die Kontinentalverschiebung kann hiermit in Beziehung stehen. Verf. behandelt zunächst ausführlich das erste der genannten Beispiele, Die Scherung (Verschiebung) einer 100 m dicken Schicht, bei der die

Verlagerung 10 m betrage und die in einer Minute vor sich gehe, erzeugt 40 cal Wärme, also bei einer spezifischen Wärme des Materials von $\sigma = \frac{1}{4}$ eine Temperaturerhöhung von 160°C . Als Koeffizient der inneren Reibung ist hier $\eta = 10^{13}$ angenommen. Unter der Annahme einer plausiblen anfänglichen Temperaturverteilung $f(x) = T_0 \cdot e^{-\nu x^2}$ ergibt sich aus der Gleichung für die Wärmeleitung, daß die Temperatur erst in etwa 79 Jahren auf den $\frac{1}{2}$ ten Teil herabgesunken ist. Bei einer Schicht von 1000 m ist diese Zeitspanne etwa 7900 Jahre. Berücksichtigt man, daß von einer Quelle Wärme fortgeführt wird, so ergibt sich, daß die Wärme ausreicht, um für etwa 1000 Jahre die nötige Erwärmung der Quelle zu gewährleisten. Für das zweite oben genannte Beispiel zeigt sich je nach den speziellen Annahmen über Schichtdicke usw. ein Einfluß bzw. kein Einfluß der erzeugten Wärme. *Picht.*

Chûji Tsuboi. A Note on the Analytical Treatments of the Horizontal Deformation of the Earth's Crust. Bull. Earthqu. Res. Inst. Tokyo 8, 384—392, 1930, Nr. 4. Die horizontalen Deformationen der Erde, hervorgerufen z. B. durch Erdbeben usw., sind oft so groß, daß sie deutlich bei Triangulationen beobachtbar werden. Auf Grund von Triangulationen sind solche Deformationen häufig von den verschiedensten Gesichtspunkten aus diskutiert worden. Verf. weist darauf hin, daß hierbei aber stets Gleichmäßigkeit der Kontraktion bzw. Dilatation im Gebiet des Dreiecks vorausgesetzt wurde, so daß die $\text{div } \sigma$ (σ = Verlagerung) konstant wurde. Er zeigt an einigen Beispielen, daß diese Annahme recht willkürlich ist. Für den südlichen Teil des Kwantodistrikts liegen Triangulationen erster, zweiter und dritter Ordnung vor für die Zeit vor und nach dem großen Erdbeben 1923. Auf Grund dieser Triangulationen untersucht Verf. nun von neuem die Verlagerungen in der Nähe von Mitake auf vier verschiedenen Wegen und findet für $\text{div } \sigma$ die Werte $3,4 \cdot 10^{-5}$ aus den Dreiecken erster Ordnung, $3,8 \cdot 10^{-5}$ aus den Dreiecken zweiter Ordnung, $4,5 \cdot 10^{-5}$ aus den Dreiecken dritter Ordnung und zwei weitere Werte $2,9 \cdot 10^{-5}$ bzw. $2,6 \cdot 10^{-5}$ auf Grund anderer Beobachtungen. Diese beiden letzten Werte beziehen sich auf besondere Messungen eines Rhombus, und zwar auf Messungen, die fünf Jahre auseinanderliegen, während die Triangulationen 30 Jahre auseinanderlagen. Verf. folgert hieraus, daß sich die Umgebung von Mitake auch expandiert hat zu Zeiten, in denen kein bemerkenswertes Erdbeben stattfand. *Picht.*

Harold Jeffreys. Damping in Bodily Seismic Waves. Month. Not. 2, 318—323, 1931, Nr. 7. Theoretische Untersuchungen über die Geschwindigkeit gedämpfter seismischer Wellen. *Picht.*

R. Stoneley. Some Near Earthquakes reported in the „International Seismological Summary“. Month. Not. 2, 349—362, 1931, Nr. 7. Nach einigen allgemeinen Bemerkungen über die verschiedenen Wellenarten und ihre Einsatzzeiten sowie ihre besondere Wichtigkeit für Naherdbeben werden die Daten einer größeren Zahl von Nahbeben mitgeteilt und einige von ihnen eingehend diskutiert. *Picht.*

Torahiko Terada. On Luminous Phenomena Accompanying Earthquakes. Proc. Imp. Acad. Tokyo 6, 401—404, 1930, Nr. 10. Von den bei vielen Erdbeben beobachteten Lichterscheinungen hat man bisher geglaubt, daß sie nur in einem indirekten Zusammenhang mit den Erdbeben ständen. Man begnügte sich z. B. mit der Erklärung, daß es sich bei den beobachteten Lichterscheinungen um durch ein Erdbeben entfachte Brände handle. In der letzten Zeit wurden

auch vielfach die durch ein Erdbeben in Mitleidenschaft gezogenen elektrischen Hochspannungsleitungen für das Entstehen der Lichterscheinungen bei Erdbeben herangezogen. Um nun diesem von der Wissenschaft bisher wenig beachteten Gebiet auf den Grund gehen zu können, wurden geeignete Bewohner erdbebenreicher Gegenden zur Beobachtung der Lichterscheinung veranlaßt. Bei dem Erdbeben am 26. November 1930 in Japan wurden über 700 Beobachtungen gesammelt. Der Verf. schließt aus diesen Beobachtungen, daß die bei Erdbeben beobachteten Lichterscheinungen direkt mit den Erdbeben zusammenhängen. Er glaubt, daß es sich um elektrische Entladungen handelt. Die Entstehung der elektrischen Spannungen wird durch Strömung von Wasser in der Erde infolge des Erdbebens erklärt. Einzelheiten über die Beobachtungen und die daraus gezogenen Schlußfolgerungen wird der Verf. in einer späteren Abhandlung bringen.

W. Schneider.

C. Davison. The New Zealand Earthquake of Feb. 3. *Nature* **127**, 243—244, 1931, Nr. 3198.

H. Ebert.

N. A. Criticos. Über die Ursachen der mikroseismischen Bodenunruhe von 4 bis 8 sec Periode in Athen. *ZS. f. Geophys.* **7**, 22—26, 1931, Nr. 1/2. Die mikroseismische Bodenunruhe in Athen ist am stärksten, wenn Landwinde aus nördlicher Richtung auftreten. Seewinde und Brandung haben nur geringen Einfluß auf die Stärke der mikroseismischen Bodenbewegung.

K. Jung.

S. Navarro Neumann. Un petit grain blanc, enregistré par des séismographes. *ZS. f. Geophys.* **7**, 26—33, 1931, Nr. 1/2. Gleichzeitig mit einem am 3. Juli 1930 gegen 23 Uhr niedergegangenen Hagelschauer registrierte die *V*-Komponente des Seismographen Belarmino in Granada eine merkwürdige Bodenbewegung mit einer Periode von ungefähr 270 sec und 3 mm Registrierungs-Amplitude. Es wird untersucht, wie weit man diese Erscheinung mit der Belastung des Bodens und den meteorologischen Vorgängen in Verbindung bringen kann.

K. Jung.

E. Tams. Das große sibirische Meteor vom 30. Juni 1908 und die bei seinem Niedergang hervorgerufenen Erd- und Luftwellen. *ZS. f. Geophys.* **7**, 34—37, 1931, Nr. 1/2. Ein kurzes Referat über die im Anschluß an den Meteorfall beobachteten Luftdruckschwankungen und seismischen Erscheinungen bis zu Entfernungen von über 5000 km.

K. Jung.

Seiichi Higuchi. On the Propagation of a Love Wave Along Some Complex Superficial Layers of the Earth. *Sc. Rep. Tôhoku Imp. Univ.* **19**, 793—800, 1931, Nr. 6. $Z = -T$ ist die freie Oberfläche, und die Ebenen *XY* und *ZY* teilen die Massen in vier Gebiete mit verschiedenen Dichten und Starrheitskoeffizienten. Es wird die Fortpflanzung der Lovewellen theoretisch untersucht. Insbesondere wird gezeigt, welche Bedingungen die Dichten und Starrheitskoeffizienten erfüllen müssen, damit Lovewellen auftreten können.

K. Jung.

Oswald v. Schmidt. Theorie der 3-Schichten-Seismik. *ZS. f. Geophys.* **7**, 37—56, 1931, Nr. 1/2. Es sei ein fester Punkt *A* als Sprengpunkt gegeben. In den Beobachtungspunkten *B*, deren Entfernung von *A* gleich *s* sei, wird die Ankunftszeit der vom Sprengpunkt sich ausbreitenden Wellen beobachtet. Man erhält so die sogenannten Laufzeitkurven, die *ts*-Kurven. Verf. berechnet im ersten Teil der Arbeit diese *ts*-Kurven unter der Voraussetzung, daß die in *B* ankommenden Wellen drei ihrer Natur nach verschiedene Schichten durchlaufen haben, wobei die Dicke der Schichten von *A* nach *B* hin zu- oder abnehmen kann.

Nimmt die Dicke der obersten Schicht nach B hin ab, so wird von „steigendem Sprengen“ gesprochen und dies durch ein Pluszeichen als Index angedeutet. „Fallendes Sprengen“ entsprechend durch Minuszeichen. Es wird angenommen, daß die von A ausgehenden Wellen an der Grenzfläche zwischen der ersten und zweiten Schicht nach den Gesetzen der Optik gebrochen werden, auf die dritte Schicht unter dem „Grenzwinkel der Totalreflexion“ treffen, an der zugehörigen Grenzfläche entlang laufen und unter dem gleichen, aber entgegengesetzt gerichteten Winkel von den einzelnen Punkten jener Grenzfläche (2, 3) wieder in die zweite Schicht zurückstrahlen. An der Grenzfläche (1, 2) werden sie wieder nach dem Brechungsgesetz gebrochen und gelangen so nach B . Es wird die Laufzeit t_3 sowohl für steigendes als auch für fallendes Sprengen (t_{3+} bzw. t_{3-}) als Funktion von s theoretisch bestimmt und hieraus „Scheingeschwindigkeiten“ abgeleitet. Im zweiten Teil der Arbeit werden umgekehrt aus den durch Beobachtung zu erhaltenden ts -Kurven die tektonischen Verhältnisse des Untergrundes, d. h. Neigungswinkel und Tiefe der drei Schichten, berechnet. Dies wird noch an einigen Beispielen erläutert. Es folgt eine Zusammenstellung der notwendigen Formeln sowohl für zwei als auch für drei Schichten.

Picht.

Walter Korte. Beiträge zur experimentellen Seismik. ZS. f. Geophys. 7, 57–68, 1931, Nr. 1/2. Wenn man außer der Laufzeit auch die Perioden und Amplituden einer sich im Erdboden fortpflanzenden Schwingung zur Erforschung des Untergrundes benutzen will, dann muß darauf geachtet werden, daß ein Seismograph auch die tatsächliche Bodenbewegung aufzeichnet. Der Verf. hat drei Horizontalseismographen verschiedener Konstruktion daraufhin untersucht, inwieweit die Aufzeichnungen dieser Apparate der Amplitude und der Periode nach der wirklichen Bodenbewegung entsprechen. Die Prüfung der Apparate wurde auf zwei Weisen vorgenommen: 1. Gleichzeitige Aufzeichnung derselben Sprengung mit zwei Seismographen verschiedener Konstruktion; 2. Aufzeichnung derselben Bewegung mit veränderter Eigenperiode desselben Seismographen. Die beigegebenen Abbildungen und eine Tabelle zeigen, wieweit die Aufzeichnungen der einzelnen Seismographen übereinstimmen. Die Registrierung einer Sprengung in 240 km Herddistanz zeigt eine vollkommene Übereinstimmung der Aufzeichnungen der beiden verwendeten Seismographen. In Teil II der Arbeit werden Messungen der Bodenunruhe beschrieben. Es wurde an demselben Orte die natürliche Bodenunruhe, deren Ursache nicht erkennbar war, und die durch fahrende Züge hervorgerufene Bodenunruhe gemessen. Die Messungen haben ergeben, daß der Boden ohne erkennbare Ursache mit Perioden von 0,08, 0,14 und 0,28 sec schwingt. Bei einem langsam fahrenden Zug sucht der Boden bei jedem Anstoß Schwingungen auszuführen, deren Perioden bei 0,08, 0,17 und 0,23 sec liegen. Bei schneller Fahrt eines Zuges tritt eine Stoßfolge von der Frequenz 10 auf. In Teil III der Arbeit „Laufzeitkurve und Perioden der Transversalwellen bei künstlichen Sprengungen“ wird eine Laufzeitkurve der Transversalwellen wiedergegeben. Diese Laufzeitkurve gründet sich auf Beobachtungen in 6,6 bis 230 km Herdentfernung. Die mittlere Geschwindigkeit der Transversalwellen ist 3,4 km/sec. Eine Untersuchung der Perioden der Transversalwellen hat ergeben, daß in größerem Abstand vom Sprengherd die Länge der Periode wenig schwankt. Ein Häufigkeitsdiagramm für eine Herdentfernung von 230 km zeigt ein einziges Maximum bei einer Periode von 0,38 sec. In der Nähe des Sprengherdes treten Perioden von verschiedener Länge auf. Ein Häufigkeitsdiagramm für 16 km Herddistanz zeigt größere Maxima bei 0,28, 0,40 und etwa 0,60 sec. Eine sichere Deutung der Perioden im Sinne der angewandten Seismik vermag der Verf. auf Grund dieser Bearbeitung noch nicht zu geben.

W. Schneider.

G. C. Simpson. The climate during the Pleistocene Period. Proc. Roy. Soc. Edinburgh 50, 262—296, 1930, Nr. 3. Der Verf. nimmt an, daß die Vereisung von Nordeuropa durch die Bewegung des Nordpols verursacht worden ist, und zwar legt er seiner Arbeit dieselbe Bewegung des Nordpols zugrunde, wie sie von Wegener bestimmt worden ist. Die Bewegung des Nordpols genügt aber allein nicht, um alle Erscheinungen, die in der Eiszeit vor sich gegangen sind, zu erklären. Insbesondere bleiben die Interglazialzeiten unerklärt. Als Ursache der Interglazialzeiten nimmt nun der Verf. eine Variation der Sonnenstrahlung an. Die Annahme der Variation der Sonnenstrahlung beruht nicht auf irgendwelchen Messungen, sondern der Verf. macht diese rein hypothetische Annahme zunächst ganz willkürlich, lediglich um einen physikalischen Grund für das Abschmelzen des Eises in den Interglazialzeiten zu haben. In früheren Arbeiten hat der Verf. gezeigt, daß eine Zunahme der Sonnenstrahlung folgende Effekte auf der Erde hervorruft: 1. Eine Zunahme der mittleren Jahrestemperatur, 2. eine Zunahme der allgemeinen Bewegung der Atmosphäre, 3. eine Zunahme der Wolkenbildung und 4. eine Zunahme der Niederschlagsmengen. Eine Abnahme der Sonnenstrahlung hat entsprechend umgekehrte Folgen. Die Änderungen, die eine Variation der Sonnenstrahlung auf der Erde mitbringen, sind auch abhängig von der Temperatur, die vor der Änderung der Sonnenstrahlung herrschte. Herrschte z. B. in einem Gebiet eine Temperatur, die nur wenig von dem Gefrierpunkt des Wassers entfernt war, so konnte eine ganz geringe Änderung der Sonnenstrahlung enorme Änderungen auf der Erde herbeiführen. Der Verf. versucht an dem über die Interglazialzeiten bekannten Material — er beschränkt sich bewußt zunächst auf die Alpen — nachzuweisen, daß alle Folgen einer Zunahme der Sonnenstrahlung auch in den Interglazialzeiten aufgetreten sind. Die Annahme der Variation der Sonnenstrahlung findet somit Stützen. Die mittlere der drei Interglazialzeiten in den Alpen (Mindel-Riß), die nach den Annahmen des Verf. während eines Minimums der Sonnenstrahlung stattgefunden hat, kann der Verf. durch die Abnahme der Niederschläge infolge der Abnahme der Sonnenstrahlung erklären. In 18 Kapiteln werden die Konsequenzen der Hypothese im einzelnen auseinander-gesetzt. Ein umfangreiches Material hat der Verf. zur Stützung seiner Hypothese zusammengetragen. *W. Schneider.*

C. Schlumberger. Étude sur la prospection électrique du sous sol. 96 S. Paris, Gauthier-Villars, 1930. Die zweite Auflage des vorzüglichen Werkes, das 1930 für die Anwendung der geoelektrischen Methoden bahnbrechend war, ist gegenüber der ersten Auflage nicht verändert. Über diese war noch nicht referiert worden. Kapitel 1 gibt einen recht kurzen historischen Überblick über die bis 1912 angewandten geoelektrischen Verfahren. Kapitel 2 behandelt sehr kurz die elektrische Leitfähigkeit der Gesteine im Feld. Kapitel 3 ist der theoretischen Darlegung der Methode von C. und M. Schlumberger, der Bestimmung der Äquipotentialkurven, gewidmet. Kapitel 4 gibt die Beschreibung der experimentellen Methoden. Kapitel 5 die Anwendung der Potentialkarten zum Studium der Tektonik einer Gegend mit steil einfallenden Schichten an Hand zweier eingehend dargelegter Beispiele. In Kapitel 6 wird der Einfluß einer größeren gut leitenden Erzmasse an Hand eines Beispiels gezeigt. Kapitel 7 beschäftigt sich kurz mit Widerstandsmessungen aus Potentialdifferenzbestimmungen, insbesondere auch mit der Dickenmessung einer oberflächlich leitenden Schicht. In Kapitel 8 finden sich interessante Beobachtungen über künstliche Polarisierung von Erzlagern. Kapitel 9 beschäftigt sich mit den Erscheinungen natürlicher Polarisierung durch Oxydation von Erzen. *J. Koenigsberger.*

Conrad and Marcel Schlumberger. Depth of investigation attainable by potential methods of electrical exploration and electrical studies of the earth's crust at great depth. Techn. Publ. Nr. 315. Amer. Inst. of Mining and Metallurgical Eng. 1930. Die für die Erdmagnetik, Elektrotechnik, Geologie und allgemeine Geophysik interessante Frage nach der Änderung der elektrischen Leitfähigkeit in größeren Tiefen der Erde wird hier zu beantworten versucht durch Messung von Potentialdifferenzen. Die erste Abhandlung behandelt experimentell wichtige Nebenfragen. Da große Tiefen erreicht werden sollen, sind große Strecken nötig; das bedingt Berücksichtigung der Ausbreitungszeit des elektrischen Stromes und der damit verbundenen Induktionserscheinungen. Verwandt wurden Telegraphenlinien von einer Länge von 2 bis zu 200 km. Die Größenordnung der Tiefe, bis zu der man durch Potentialdifferenzmessung die Leitfähigkeit feststellen kann, beträgt etwa $\frac{1}{4}$ bis $\frac{1}{5}$ der Länge; die Tiefe ist also für die größte Strecke 50 km. Verwandt wurden 200 Volt mit 2 Amp. bei Stromumkehr innerhalb 0,1 bis 5 Sekunden. Die Stromumkehrungen waren nötig, um die Fehler zu eliminieren, die von Erdströmen verursacht werden, deren Schwankungen von ähnlicher Größe sind wie die zu messenden Potentialdifferenzen. Erst nach etwa 2 Sekunden war bei diesen großen Abständen der Skineffekt bis auf 1 : e verschwunden. Der Widerstand der oberen Schichten bis 500 m war etwa $40000 \Omega/\text{cm}^3$ und stieg an für Tiefen von 20 bis 30 km auf etwa 180000Ω .
J. Koenigsberger.

Walter Grundmann. Über den Bau gutisolierender radioaktiver Kollektoren für luftelektrische Messungen. ZS. f. Instrkde. 50, 695—696, 1930, Nr. 12. Die zur Messung des Potentialgefälles der Atmosphäre benutzten Kollektoren sind bekanntlich, wenn man möglichst unverfälschte Werte erzielen, d. h. im ungestörten elektrischen Felde messen will, unter Ausschaltung des Einflusses von Bäumen, Gebäuden usw. voll den Witterungseinflüssen auszusetzen. Damit entstehen aber sofort die Schwierigkeiten einer guten Isolation der radioaktiven Sonde gegen das Haltesystem bzw. die Erde. Eine bei jeder Witterung gute Isolation ist aber eine wichtige Vorbedingung für die Durchführung einwandfreier Messungen. Die Isolation kann gestört werden durch Luftfeuchtigkeit, Regen, Staubanflug, Schneeanatz, Vereisungen, organische Absonderungen von Kleintieren u. a. m. Bei der Konstruktion von Kollektoren für Dauermessungen ist auf diese schädigenden Faktoren unbedingt zu achten. In der vorliegenden Arbeit wird ein nach den Angaben des Verf. gebauter Kollektor beschrieben, der seit geraumer Zeit im Meteorologischen Observatorium Krietern den Witterungseinflüssen ausgesetzt ist. Sämtliche Metallteile dieses Kollektors — bis auf den das radioaktive Präparat (Ionium, Polonium oder Radiothor) tragenden Kupferstift — sind aus Messing hergestellt, das zum besseren Schutz gegen die Witterungseinflüsse nach außen hin vernickelt ist. Der beschriebene Kollektor hat noch den Vorteil, leicht auseinandernehmbar zu sein, so daß man ohne große Mühe an die gefährdeten Stellen, wie etwa die Isolationsstücke, zwecks Reinigung gelangen kann. Die Isolationsmessungen zeigten, daß durch diesen Kollektor, selbst während Dauerregenperioden von mehreren Tagen, die radioaktive Sonde gegen die Erde gut isoliert war. Die in den vorgesehenen Ansatzgefäßen untergebrachte Trockensubstanz wurde während dieses Regens nur unwesentlich verbraucht. Aus diesem Grunde konnte auch das anfänglich benutzte Phosphorpentoxyd durch das hygroskopisch weniger aktive Chlorcalcium ersetzt werden. Die noch möglichen Fehler bei der Messung des Potentialgefälles der Luft, die durch die radioaktive Sonde hervorgerufen werden können, z. B. durch Beziehen mit einer Wasserhaut usw., werden in dieser Arbeit nicht erörtert. Geyger.

K. Kähler. Über die Verteilung der Elektrizitätsträger in der Atmosphäre. Meteorol. ZS. 47, 57–68, 1930, Nr. 2. *H. Ebert.*

Cilian O'Brolchain. The comparison of Schweidler's two methods for determining the average life of small ions in air. Gerlands Beitr. 29, 1–21, 1931, Nr. 1. Vergleichende Messungen der Schweidlerschen Verschwindungskonstante β' nach dessen beiden Methoden ergaben, daß die nach der zweiten Methode mit Hilfe der „Halbierungsspannung“ bestimmten Werte ungefähr doppelt so groß ausfallen wie die nach der ersten Methode (Ermittlung von q und n). Die Einzelwerte der Verhältnisse schwanken zwischen 1,2 und 3,4. Besonders für die erste Methode wurden einige Verbesserungen angewendet und es wird gezeigt, daß der Einfluß der Ionendiffusion sehr beträchtlich ist: Korrektur für $\beta' = 260 \cdot 10^{-3} \cdot 7\%$, für $\beta' = 8 \cdot 10^{-3} \cdot 36\%$! Obwohl das Verhältnis der nach den beiden Methoden bestimmten β' -Werte zwischen den einzelnen Versuchsreihen stark variierte, war keine Abhängigkeit von der auch künstlich gesteigerten Ionisierungsstärke oder von der Größe der Verschwindungskonstante selbst zu sehen. Die Erklärung des Unterschiedes der Ergebnisse der beiden Methoden ist nicht leicht zu finden. Besonders wird darauf hingewiesen, daß der schwächste Punkt der zweiten Methode, die Verwendung eines bestimmten Ionenbeweglichkeitswertes keine Erklärung bietet, da mit ziemlichen Spannungen gearbeitet wird, für die die Beeinflussungen der Ionenbeweglichkeit gering werden. *Lauscher-Wien.*

A. Venkat Rao Telang. Atmospheric Electric Potential Gradient at Bangalore. Ind. Journ. Phys. 5, 755–767, 1931, Nr. 7. *Scheel.*

Experience with Lightning. Electr. World 97, 227–228, 1931, Nr. 5. Philip Sporn berichtet vor dem „Midwinter AIEE meeting“ über die Erfahrungen der Gewitterperiode 1929 an den 132 kV-Leitungen der American Gas and Electric Company. Ein statistischer Vergleich der Störungen in den Jahren 1928 und 1929 zeigt, daß im Jahre 1929 im Mittel 50% mehr Ausfälle auftraten. Als Ergebnis der Bearbeitung des Materials wird folgendes festgestellt: Die Wahrscheinlichkeit, daß zwei parallel geführte Leitungen gleichzeitig ausfallen, ergibt sich als gering. Es wird daher empfohlen, um Gesamtstörungen zu vermeiden, zwei oder mehrere Leitungen zu verwenden. Die Schutzwirkung von Erdseilen ist sehr groß. Bei einer Leitung mit zwei Erdseilen wurden 3,6 Ausfälle pro 160 km (100 Meilen) festgestellt, bei einer Leitung ohne Erdseil 76 Ausfälle. Auf die Zahl der Auslösungen haben Schutzanordnungen an Isolatoren keinen Einfluß, dagegen verringern sie die Zahl der Schäden an Leitern und Isolatoren bedeutend. Die meisten Störungen betreffen einen Leiter allein (etwa 70%), etwa 40 bis 45% den oberen oder unteren Leiter und den Mittelleiter und nur etwa 5% alle drei Leiter. Daraus, daß die unteren und oberen Leiter gleichmäßig betroffen werden, wird der Schluß gezogen, daß direkte und indirekte Blitzeinwirkungen gleich gefährlich sind. Der Mastwiderstand ist auf die Überschläge ohne Einfluß. *Rudolf Mayer.*

G. J. Elias. Das Verhalten elektromagnetischer Wellen bei räumlich veränderlichen elektrischen Eigenschaften. Elektr. Nachr.-Techn. 8, 4–22, 1931, Nr. 1. Der Verf. untersucht die Reflexion elektromagnetischer Wellen in einem Medium, dessen elektrische Eigenschaften, insbesondere Dielektrizitätskonstante ϵ und Leitfähigkeit g in einer bestimmten Richtung (z -Achse) veränderlich sind. Senkrecht dazu sollen ϵ , g und die Permeabilität μ konstant sein. Außerdem werden noch die zwei Fälle unterschieden, daß die elektrische

Feldstärke F oder die magnetische Feldstärke \mathfrak{H} parallel zur xy -Ebene verlaufen. Für den Fall $\varepsilon = e^{-Kz}$, $\mu = 1$, $g = 0$ für $z > 0$ (bei $z < 0$ soll gelten $\varepsilon = 1$) ergibt sich allgemein, daß die reflektierte Amplitude gleich der einfallenden ist. Ist $\varepsilon = \mu = 1$ und $g = \omega/4\pi \cdot e^{Kz}$, so wird für große Werte von $p = 2\omega/cK$ die

reflektierte Amplitude gleich $e^{-\frac{\pi}{2} p \cos \varphi}$, wo φ der Winkel zwischen Einfallrichtung und z -Achse ist; für sehr kleines p tritt totale Reflexion ein. Schließlich wird noch diskutiert: $\varepsilon = 1 - \eta \cdot e^{Kz}$, $\mu = 1$, $g = \omega/4\pi \cdot e^{Kz}$. Der Einfluß der Leitfähigkeit hängt dabei vom Betrag von η ab. Für großes p und η ergibt

sich die Amplitude zu $e^{-\frac{p}{\eta} \cos \varphi}$, für kleines p und beliebiges η tritt totale Reflexion ein. Die reflektierte Amplitude ist verschieden, je nachdem die Wellen in der Einfallsebene oder senkrecht dazu polarisiert sind. Blechschmidt.

Galle. Observations relatives à la Radioélectricité et à la Physique du Globe faites à l'occasion de l'Eclipse totale de Soleil du 9 mai 1929 à Poulo-Condore (Indo-Chine). Journ. de phys. et le Radium (7) 1, 37S--38S, 1930, Nr. 3. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 289.] Kurze Übersicht von Versuchen mit elektrischen Wellen während der Sonnenfinsternis am 9. Mai 1929 in Indo-China. 1. Angaben über die Echos. 2. Während der Finsternis war der Empfang hochfrequenter Wellen von entfernter Station sehr viel schwächer und verschwand schließlich in der Viertelstunde der Finsternis gänzlich. 3. Die atmosphärischen Störungen während der Finsternis entsprachen Nachtstörungen, während Tagesstörungen verschwanden. 4. Radiogoniometrisch nahm die Unsicherheitszone kurz vor der Sonnenfinsternis von 4 auf 20° zu. Also treten die radiotelegraphisch bemerkbaren Sonnenwirkungen auf die Atmosphäre rasch (± 15 Minuten) ein und verschwinden rasch. — Weiter wurde die Sonnenaktivität gemessen, eine Abnahme der Luftleitfähigkeit eine Stunde nach der Finsternis festgestellt. — Die Variation der Horizontalkomponente des Erdmagnetismus war etwas verändert. Maurain macht darauf aufmerksam, daß die erdmagnetischen Variationen sich über größere Teile der Erdoberfläche ausdehnen und die Sonnenfinsternis sich nur in Differenzen der Variationen in der Gegend bemerklich machen können, wo die Finsternis auftritt. Koenigsberger.

T. L. Eckersley. The Critical Frequency in an Ionized Medium. Steady Magnetic Force Present. Phil. Mag. (7) 9, 225—232, 1930, Nr. 56. In einer früheren Arbeit [Phil. Mag. (7) 4, 147—165, 1927, Nr. 30; diese Ber. 8, 2084, 1927] hatte der Verf. gezeigt, daß es für die Fortpflanzung elektromagnetischer Wellen durch ein Medium mit freien Elektronen eine kritische Frequenz gibt, die besagt, daß Wellen niederer Frequenz nicht durchdringen können, infolge der vollständigen Energieentziehung, die die Welle bei der kritischen Frequenz durch die Elektronen erleidet. Der Verf. rechnet in dieser Arbeit aus, daß durch ein magnetisches Feld diese kritische Frequenz eine Änderung erfährt, und zwar in der Richtung, daß ein Medium, welches zuvor nicht mehr durchlässig war, nach Anlegen eines hinreichend großen Magnetfeldes für die Wellen wieder durchdringbar wird.

Blechschmidt.

Ernest Merritt. The optics of radio-transmission. Journ. Opt. Soc. Amer. 21, 90—100, 1931, Nr. 2. Zusammenfassender Vortrag über die Ausbreitung drahtloser Wellen im Raume unter besonderer Berücksichtigung der optischen Analogien. Behandelt werden insbesondere das Verhalten von Raum- und Bodenwelle, die Theorien von Kennelly und Heaviside (leitende Schicht in der oberen Atmosphäre) und die von Nichols und Schelleng (Bewegung von Elektronen

unter dem Einfluß eines magnetischen Feldes auf geschlossenen Bahnen, Resonanzfrequenzen). Abschließend wird über die verschiedenen Arten von Echos und ihr mögliches Zustandekommen referiert.

Bleichschmidt.

Isao Tanimura. Some experiments on night errors for long waves. Proc. Inst. Radio Eng. 18, 718—722, 1930, Nr. 4. Der Verf. beobachtet in 148 km (Isohama bei Tokio) Entfernung von dem japanischen Sender JAA die Änderung der Einfallsrichtung der 15250 m-Welle des Senders. Es ergeben sich Schwankungen in der Einfallsrichtung, die $\pm 30^\circ$ im Maximum von der wahren Richtung betragen, wobei besonders kurz vor Sonnenuntergang und kurz nach Sonnenaufgang eine rasch verlaufende Richtungsänderung vom positiven zum negativen Maximum auftritt. Gleichzeitig ändert sich die Schärfe des Richtungsempfangs, sie ist am größten bei maximalen Abweichungen von der wahren Richtung. Parallel zu diesen Änderungen unterliegt auch die Intensität Schwankungen. Die Beobachtungen werden mit der Theorie von Eckersley verglichen, die solche Erscheinungen auf die Polarisierung der Raumwellen zurückführt.

Bleichschmidt.

Eitaro Yokoyama and Tomozo Nakai. Meteorological influences on long-distance, long-wave reception. Proc. Inst. Radio Eng. 18, 1075—1083, 1930, Nr. 6. Die Verff. untersuchen den Einfluß von Temperatur, Druck und Feuchtigkeit auf die Empfangsverhältnisse von Langwellenstationen mit einer Wellenlänge zwischen 10000 und 20800 m, die etwa 3000 bis 11000 km vom Empfänger entfernt waren. Es zeigte sich dabei, daß die meteorologischen Verhältnisse der Senderumgebung nur einen unwesentlichen Einfluß ausüben, hingegen diejenigen in der Nähe des Empfängers erhebliche Störungen ergeben können. Die Feldintensitäten änderten sich umgekehrt proportional zur Temperatur und zur absoluten Feuchtigkeit in der Umgebung der Empfangsstation. Die Beziehungen zum Druck waren nicht so deutlich vorhanden, immerhin schien es so, als ob im Sommer Proportionalität mit dem Druck bestünde, während im Winter das Verhältnis reziprok zu sein schien. Der reine Wettereinfluß konnte nicht eindeutig in irgendeine Beziehung zur einfallenden Intensität gebracht werden.

Bleichschmidt.

O. F. T. Roberts. On Radiative Diffusion in the Atmosphere. Proc. Roy. Soc. Edinburgh 50, 225—242, 1930, Nr. 3. Der Vorgang der Ausstrahlung langer Wellen bei niedriger Temperatur in der Atmosphäre wurde untersucht, um zu sehen, wie weit dieser Vorgang als diffusionsähnlich angesehen werden kann. Die Atmosphäre wird parallel der ebenen Erdoberfläche geschichtet angenommen hinsichtlich Temperatur, Druck, Wasser- und Kohlensäuregehalt und daher auch für die Absorption. Die Abnahme des Wasserdampfes mit der Höhe wird exponential angenommen, die Temperatur als konstant bis zur Tropopause und dann Null. Die Strahlung wird diffus angenommen; es wird ein Ausdruck für den Strahlungsfluß nach oben erhalten von Reihen mit Potenzen des Temperaturgradienten der Troposphäre, deren erster definiert wird als Koeffizient der Strahlungsdiffusion. Ein Modell der Atmosphäre entsprechend den Bedingungen in Nordwesteuropa dient zur Berechnung des Strahlungsflusses und des Koeffizienten der Strahlungsdiffusion, wofür Hettners Messungsergebnisse der Absorption von Wasserdampf, die von Simpson abgeändert wurden, verwandt werden. Schließlich wird angegeben, welche meteorologischen Größen zur genaueren Berechnung der Aufgabe noch gemessen werden müßten.

J. Koenigsberger.

Jean Lugeon. Quelques résultats de la mission radio-météorologique Suisse au Sahara en 1929. Arch. sc. phys. et nat. (5) 12, 319–339, 1930, Sept.-Okt. Nach einer schon in einer früheren Arbeit [La nouvelle méthode de sondage électromagnétique vertical et quasi-horizontal de l'atmosphère. Arch. sc. phys. et nat. (5) 11, 239, 1929; diese Ber. 11, 719, 1930] angegebenen Methode wird die Verteilung der elektrischen Bewegungen in der Atmosphäre, in der Funktechnik als „atmosphärische Störungen“ bekannt, untersucht. Zur Auswertung kommen die Ergebnisse von zwei bis drei registrierenden Empfangsstationen [Zürich, El Goléa (Oase in der Sahara) und zum Teil Paris. Die Station in der Wüste war für viele Zwecke besonders wichtig, weil Störungen durch drahtlose Sender praktisch nicht in Betracht kamen]. Die geographische Lage des (atmosphärischen) Störungsherd wird durch Peilungen ermittelt. Auch ohne diese kann die Minimalreichweite, nämlich die halbe Distanz der beiden Beobachtungsstationen, angegeben werden. Daß zwei simultane Registrierungen aus derselben Quelle stammen, wird außer der Gleichzeitigkeit an der Formähnlichkeit erkannt. Der Verf. unterscheidet Fernstörungen: Reichweite mehrere tausend Kilometer, z. B. Frontgewitter einer vorschreitenden Kaltluft; Herde mittlerer Reichweite: 1000 bis 100 km; lokale Störungen. Oft überdecken sich die verschiedenen Ereignisse, was die Beobachtung erschwert. Durch die Auswertung können meteorologische Daten gewonnen werden und auch Voraussagen gemacht werden. Für die Annahme kosmischer Störungen besteht kein Anhaltspunkt, da die Fernstörungen (also solche, die von weit entfernten Beobachtern gleichzeitig registriert werden) sich immer auf der Erde lokalisieren ließen. Die „Vertikalsondierung“ stützt sich auf folgende Vorstellung: Die Störungen haben ihren Sitz in den ionisierten Schichten der Atmosphäre. Zur Zeit der Dämmerung, und zwar gerade dann, wenn die Grenzfläche des Erdschattens die ionisierte Schicht im Zenit des Beobachters schneidet, treten Diskontinuitäten in der Registrierung auf. Ferner werden noch Beobachtungen über den Empfang kurzer Wellen hierfür in Betracht gezogen. Der Verf. kommt zu dem Ergebnis, daß es vier ionisierte Schichten gibt, die über Frankreich ungefähr die Höhen 280, 185, 85 und 50 km haben. Sie sind gegen die Pole geneigt, so daß die Höhen über dem Äquator am größten, über den Polen am kleinsten sind. Außerdem unterliegen sie natürlich zeitlichen Schwankungen. Die dritte, wichtigste, ist die bekannte Heavisideschicht. Die Reflexion kurzer Wellen erfolgt jedoch zur Nachtzeit hauptsächlich an den beiden oberen und bei Tage an den unteren Schichten. Auf Zusammenhänge zwischen den Gewitterstörungen und den Dämmerungsstörungen wird hingewiesen.

Stetter.

E. V. Appleton. A Method of Measuring Upper Atmospheric Ionisation. Nature 127, 197, 1931, Nr. 3197. Die experimentelle Erforschung des elektrischen Zustandes der oberen Atmosphäre mit Hilfe drahtloser Wellen hat zwei Hauptionisierungsschichten ergeben. Eine untere Kennelly-Heaviside-Schicht, an der lange Wellen, eine obere stärker ionisierte, an der die kürzeren Wellen reflektiert werden. Hier wurden nun Wellen allmählich zunehmender Frequenz in die Atmosphäre hinaufgesendet und aus der Reflexion gefunden, daß bei einer bestimmten kritischen Frequenz die untere Schicht gerade durchbrochen wurde und Reflexion von der oberen stattfand. Aus theoretischen Betrachtungen wird eine Beziehung zwischen der maximalen Elektronendichte und der kritischen Frequenz abgeleitet. Entsprechende Meßreihen ergaben am Nachmittag an einem Wintertag im südlichen England die Zahl von $2.0 \cdot 10^5$ Elektronen im Kubikzentimeter. Diese fiel dann bis zu einem während der Nacht nahezu konstanten Wert von $3 \cdot 10^4$. Eine halbe Stunde vor Sonnenaufgang wurde wieder ein sehr

plötzlicher Anstieg gemessen und bei allmählicher Zunahme dann das Maximum gegen Mittag. Diese Tageskurve der Ionisierung wird mit der von S. Chapman auf andere Weise abgeleiteten Form in Übereinstimmung gefunden. *Schmerwitz.*

Annual Report of the Director of the Department of Terrestrial Magnetism. S.-A. Year Book Carnegie Inst. Washington 1929/30, S. 249—322, 1930, Nr. 29. *H. Ebert.*

J. Bosler. Sur les relations des orages magnétiques avec les courants telluriques. C. R. 191, 961—963, 1930, Nr. 20. An den Registrierungen in Greenwich und Parc Saint-Maur hat der Verf. schon früher gezeigt, daß die Erdstromkomponenten bei magnetischen Stürmen ähnlich variieren wie die horizontalen magnetischen Feldkomponenten senkrecht dazu. Die Nordkomponente des Erdstromes in Tortosa verläuft parallel zur magnetischen Vertikalkomponente und umgekehrt wie die Horizontalkomponente. Damit stützt der Verf. seine Ansicht, daß die Erdstromschwankungen das primäre seien und daß diese die magnetischen Feldänderungen induzierten. *J. Bartels.*

H. Rudolph. Zur Kathodenstrahlung der Sonne. Naturwissensch. 19, 66, 1931, Nr. 3. Hypothesen über eine dauernde solare Kathodenstrahlung.

J. Bartels.

Kurt Puzicha. Die magnetischen Eigenschaften der Eruptivgesteine. Dissertation Bergakademie Clausthal 1931, 19 S. Mit Hilfe einer empfindlichen ballistischen Anordnung wurden an einer großen Anzahl von Gesteinsproben die magnetischen Eigenschaften, und zwar die Nullkurve der Magnetisierung bis $\mathfrak{H}_{\max.} = 240$ Gauß, die Hystereseschleife und der remanente Magnetismus im Erdfeld und nach einer Magnetisierung bei $\mathfrak{H} = 4800$ Gauß untersucht. Die schaubildlich wiedergegebenen Ergebnisse zeigen, daß nur bei einem kleinen Teil der Eruptivgesteine die Suszeptibilität unabhängig von der Feldstärke ist (Paramagnetismus), während sie bei dem größten Teil mit wachsender Feldstärke ansteigt, um nach Überschreitung des Suszeptibilitätsmaximums wieder abzunehmen. Bei allen diesen Mineralien ist die Magnetisierbarkeit, wie bekannt, nicht an den Gesteinstypus gebunden, sondern wird durch den wechselnden Gehalt an ferromagnetischen Beimengungen, insbesondere von Magnetit, bedingt. Da die Art der Magnetitverteilung im Gestein einen zusätzlichen Einfluß auf die Höhe der Suszeptibilität ausübt, so ist es somit auch unmöglich, aus chemischen oder mikrophotographischen Bestimmungen der Menge des Magnetits Rückschlüsse auf die Suszeptibilität von Gesteinsschichten zu ziehen. Aus den mehr den Mineralogen interessierenden Einzeldaten sei noch hervorgehoben die verhältnismäßig hohe Koerzitivkraft mancher Gesteine, die mehrere hundert Gauß betragen kann und hauptsächlich bedingt wird durch den Gehalt von Eisenoxiden und titanfreiem Magnetit, während titanhaltiger Magnetit nur eine geringe Koerzitivkraft besitzt. *Kusmann.*

W. Grotrian. Die gelbgrüne Nordlichtlinie in den Spektren der Novae. ZS. f. Astrophys. 2, 78—82, 1931, Nr. 1. Es wird darauf hingewiesen, daß die gelbgrüne Nordlichtlinie $\lambda = 5577$ ebenso wie die beiden roten O I-Linien $\lambda = 6300$ und $\lambda = 6364$ verschiedentlich in den Spektren der Novae beobachtet worden sind. *W. Grotrian.*

A. C. Burton. Note on a phenomenon connected with the aurora. Can. Journ. of Res. 4, 52—53, 1931, Nr. 1. Am 21. August 1930 um 10 Uhr nach-

mittags wurde in $\varphi = 44^{\circ} 45'$ und $\lambda = 76^{\circ} 30'$ w. Gr. ein heller Lichtstrahl beobachtet und photographiert, der von Ost nach West verlief, die Milchstraße senkrecht kreuzte und im höchsten Punkt 60° Polardistanz aufwies. Die Erscheinung dauerte 40 Minuten. Beigefügt ist die Aufnahme in Originalgröße und vier Stellen mit 45facher Vergrößerung. Untersuchung im Mikroskop ergab Auflösung in sieben oder acht parallele Streifen. Der Abstand zweier heller Streifen wird bei angenommener Höhe von 500 Meilen etwa 400 Yard, die Längserstreckung bei dieser Höhe ist 100 Meilen. Dieselbe Erscheinung wurde am 30. August 9 Uhr nachmittags in Winnipeg 10 Minuten lang beobachtet und eine ähnliche im nördlichen Ontario.

Sättele.

Rudolf Steinmaurer. Registrierbeobachtungen der Schwankungen der Hessschen kosmischen Ultrastrahlung auf dem Hohen Sonnblick (3100 m) im Juli 1929. (Beiträge zur Kenntnis der atmosphärischen Elektrizität Nr. 72.) Wiener Ber. **139** [2a], 281–318, 1930. Nr. 7/8. Bereits berichtet nach Wiener Anz. 1930, S. 147–148, Nr. 15; vgl. diese Ber. **11**, 2473, 1930.

Scheel.

E. Regener. Über die durchdringendste Komponente der Ultrastrahlung (Hesssche Strahlung). Naturwissensch. **19**, 177–179, 1931, Nr. 8. Weitere Angaben zu den vom Verf. (Phys. ZS. **31**, 1018–1019, 1930; Naturwissensch. **17**, 183, 1929) bereits veröffentlichten Ergebnissen seiner Versuchsversuche im Bodensee. So beträgt die Radioaktivität des Bodenseewassers nach L. Zolotnitzki 2 bis $4 \cdot 10^{-12}$ g/Liter. Zu den Zählversuchen dienten Geiger-Müllersche Zählrohre von 247 mm Länge und 48 bzw. 57 mm Durchmesser. Ihr extrapolierte Restwert (Nulleffekt) von 347 Stöße/30 Min. ging auf 247 Stöße/30 Min. zurück bei Abschirmung des Zählrohres durch 1 cm dickes, inaktives Blei, was auf Aktivität der eingebauten Batterien. Verstärker und Uhren zurückgeführt wird.

Kolhörster.

E. Regener. Spectrum of Cosmic Rays. Nature **127**, 233–234, 1931, Nr. 3198. Nach einer kurzen Übersicht über die Absorptionsversuche des Verf. an der Höhenstrahlung im Bodensee (vgl. vorstehendes Referat) wird das Ergebnis der Analyse der Absorptionskurve durch Kramer nach Kulenkampff unter Berücksichtigung allseitigen Einfalls und der Streustrahlung mitgeteilt. Es zeigen sich vier Komponenten, davon die drei härtesten mit den Absorptionskoeffizienten 0.020, 0.073, 0.21 cm^{-1} Wasser und den relativen Intensitäten 0.81, 6.4, 16.35 bei Eintritt in die Atmosphäre. Zahlenangaben über die vierte weichste Komponente konnten noch nicht gegeben werden. Nach Klein-Nishina würde die härteste Komponente eine Wellenlänge von $0.63 \cdot 10^{-13}$ cm besitzen, während bei der Umwandlung eines Protons und Elektrons in Strahlung deren Wellenlänge $1.313 \cdot 10^{-13}$ cm beträgt.

Kolhörster.

J. Thoulet. Colonnes aériennes et colonnes liquides sous-marines. C. R. **191**, 1360–1361, 1930, Nr. 25. Die auf- und absteigenden unterseeischen Flüssigkeitssäulen haben ihr Gegenstück in der Atmosphäre: Man beobachtet häufig über den Atollen des Pazifischen Ozeans, lange bevor man diese Inseln selbst sieht, eine leichte Wolke genau über dem Eiland. Während nämlich das Wasser, das das Atoll umgibt, sehr tief ist, ist das Wasser in der vom Atoll umschlossenen Lagune sehr seicht und wird infolgedessen stark erwärmt. Über der Lagune bildet sich eine vertikale Dampfsäule, die wasserdampffreie Luft steigt auf und kondensiert in den höheren Schichten.

Haurwitz.

E. Palmén. Untersuchungen über die Strömungen in den Finnland umgebenden Meeren. Soc. Scient. Fenn. Comm. Phys.-Math. 5, Nr. 12, 94 S., 1930. *H. Ebert.*

P. Jespersen. Dänische ozeanographische Expedition um die Erde 1928—1930. Naturwissensch. 19, 231—233, 1931, Nr. 10. Es wurden hauptsächlich meeresbiologische Untersuchungen vorgenommen. Ferner wurden auf insgesamt 291 Stationen 4173 Wasserproben genommen in verschiedenen Tiefen, sowie 1064 Oberflächenproben. Außerdem wurden 8200 Tiefen mit dem Echolot gemessen. *Haurwitz.*

M. Lombardini. Sul moto delle masse d'aria nell'atmosfera. Lincei Rend. (6) 12, 114—119, 1930, Nr. 3/4. Eine von Jaumotte [Acad. R. de Belgique, Classe des Sciences, (5) 25, 1018] für die Luftbewegung in der Atmosphäre aufgestellte Gleichung wird auf einfacherem Wege mittels Vektoranalysis abgeleitet. *K. Przibram.*

J. Jaumotte. Courant vertical révélé par un ballon pilote. Bull. Soc. belge d'astron. de météorol. et de phys. du globe, Brüssel 1931, Nr. 1, 8 S. Verf. gibt ein Beispiel für den Einfluß von Vertikalströmen in der Atmosphäre auf die Genauigkeit von Pilotwindmessungen. Er zeigt, daß in einem, allerdings seltenen Fall, die Windstärke um rund 140 % zu hoch gemessen wurde, weil der Ballon in einen absteigenden Luftstrom geriet, während in einem anderen Falle ein aufsteigender Luftstrom eine um rund 100 % zu niedrige Windstärkeangabe veranlaßte. Die Untersuchungen der gleichen Erscheinung von Hergesell aus dem Jahre 1912 sind dem Verf. offenbar nicht bekannt. *K. Keil.*

W. E. Knowles Middleton. Periodic Fluctuations in a Vertical Temperature Gradient. Nature 127, 164, 1931, Nr. 3196. Es wird über eine streng periodische Temperaturschwankung in etwa 30 m Höhe während der frühen Morgenstunden berichtet, wie sie in St. Hubert Airport beobachtet wurde. Windrichtung und -geschwindigkeit sowie Barometerstand waren während der Zeit konstant. *H. Ebert.*

Walter B. Lang. Note on temperature gradients in the Permian basin. Journ. Washington Acad. 20, 121—123, 1930, Nr. 7. In dem Permbecken von West-Texas und Neumexiko wurde eine unternormale geothermische Tiefenstufe festgestellt. Durch ein Bohrloch am Rande des Beckens konnte die Temperaturänderung in den permischen Schichten verfolgt werden, deren obere aus Wechselagerung von Kalkstein und Anhydrit bestehen. Darunter liegen die permische Aboformation und die wahrscheinlich präcambrischen Schiefer und Quarzite. Die (leider nicht mit veröffentlichten) Messungen ergaben in den von Anhydrit durchsetzten Schichten eine große geothermische Tiefenstufe, die dann in der Aboformation rasch abnahm. Der geringe obere Gradient wird mit der guten Wärmeleitfähigkeit des Anhydrits erklärt, wie sie ähnlich auch bei Steinsalz besteht. Ein Vergleich mit den deutschen Zechsteinsalzlagerstätten sei infolge der gestörten tektonischen Verhältnisse nicht möglich. Die Frage der Wärmeproduktion durch das radioaktive Verhalten von Kalium wird gestreift und darauf hingewiesen, daß trotz den großen Kalisalzlagerstätten keine Verringerung der geothermischen Tiefenstufe vorhanden sei, vielmehr eine Erhöhung durch die Wärmeleitwirkung von Steinsalz und Anhydrit, die den radioaktiven Effekt überwiegen. Verf. fordert vor weiteren Studien über das Verhalten der Geoisothermen Untersuchungen über Gesteinsleitfähigkeiten unter natürlichen Verhältnissen. *H. Landsberg.*

Hans Grimm. Zur Benennung atmosphärischer disperser Systeme. Kolloid-ZS. 54, 1–2, 1931, Nr. 1. Verf. weist darauf hin, daß die Bezeichnungen für gewisse disperse Systeme uneinheitlich gebraucht werden. Es empfiehlt sich, die Wo. Ostwaldsche Einteilung (Systematik disperser Systeme) einheitlich zu verwenden. Demnach werden disperse Systeme „gasförmig + fest“ — das Dispersionsmittel zuerst genannt — als „Rauch“ und „gasförmig + flüssig“ als „Flüssigkeitsnebel“ bezeichnet. *H. Ebert.*

Friedrich Schembor. Photographische Photometrie der Dämmerung. Gerlands Beitr. 29, 69–94, 1931, Nr. 1. Eine Besprechung der astronomischen und meteorologischen Literatur über das Licht des Himmels in der Dämmerung und in der Nacht zeigt, daß zwischen den Sonnenhöhen — 8 und — 30° fast keine Messungen der Himmelsstrahlung vorliegen, so daß keine zusammenhängende Kurve von Sonnenuntergang bis in die tiefe Nacht gezeichnet werden kann. F. Schembors Versuche auf der Stolzalpe mit der Kaliumzelle gelangen von Sonnenuntergang bis zu — 14° Sonnenhöhe, seine nun gesprochenen photographischen Messungen in Wien nur bis — 9°, da eine Kamera mit dem Öffnungswinkel 1:40 verwendet wurde. Die Belichtungszeit war bis — 1° 1 Sekunde, bis — 9° 12 Minuten. (Versuche mit einer Kamera mit Öffnungswinkel 1:1 sind nun im Gange.) An 17 Tagen im Juni 1930 wurden rund 1500 Messungen gemacht. Es ergibt sich eine Lichtabnahme von Sonnenuntergang bis — 8° Sonnenhöhe auf etwa den 800. Teil. Die Abnahme erfolgt in der späteren Dämmerung rascher als nach Sonnenuntergang. Interessanterweise zeigen die Messungen an verschiedenen Tagen in der Morgendämmerung eine viel größere Streuung als in der Abenddämmerung. Das wird darauf zurückgeführt, daß im Osten der wechselnde Dunstgehalt der Großstadt Wien lagerte, während im Westen das Hügelland des Wiener Waldes sich befindet. Schembor stellt die Helligkeitskurve (J) der Dämmerung durch die Formel $\log J = a(1 + \sin^2 z) + b$ ($a = 122,6$) dar (z = Zenitdistanz der Sonne, a und b sind Konstante). Durch die gleiche Beziehung lassen sich auch die Messungen aller anderen Forscher in guter Übereinstimmung darstellen. *Lauscher-Wien.*

R. Mügge. Synoptische Betrachtungen. Meteorol. ZS. 48, 1–11, 1931, Nr. 1. Verf. unterscheidet verschiedene Wettertypen und beschäftigt sich mit der Rolle der stratosphärischen Druckschwankungen in ihnen. *Haurwitz.*

Władysław Gorczyński. Degrees of Atmospheric Transparency for Solar Radiation over Different Oceanic Surfaces and other Regions. Bull. int. Acad. Polon. (A) 1930, S. 318–341, Nr. 6/7. Vorliegende Arbeit ist eine Erweiterung der früher mitgeteilten Messungsreihen der Sonnenstrahlung bezüglich der Bestimmung der Luftdurchlässigkeit. Nach Aufstellung der Gleichungen für die Verluste der Strahlungsintensität der Sonne in der Erdatmosphäre wird der Grad der Durchlässigkeit der Atmosphäre für Sonnenstrahlen bestimmt. Tabelle 1 gibt diesen Grad in Prozent der Intensität in cal, reduziert auf mittleren Abstand, für verschiedene Luftmassen. Im dritten Teil wird die Veränderung dieser Durchlässigkeit über Ozeanen und einigen anderen Gegenden bestimmt, dazu werden auch Beobachtungen von Georgii, Perlewitz und Linke herangezogen. Tabelle 2 gibt für Q die Jahresmittel bei $z = 0$ und 60°, sowie die Durchlässigkeit P im Winter, Sommer und im Jahresmittel. Q und P haben dieselben Werte für den Atlantischen Ozean und für Landstationen in Meereshöhe. In 1 km Höhe ist $Q = 1,22$ cal und $P = 50\%$; in 2 km Höhe ist $Q = 1,40$ cal und $P = 62\%$. Für $z = 60^\circ$ ergibt sich für höhere Breiten (Spitzbergen, Finnland) $f = 5$ mm,

$Q = 1,26$, $P = 59\%$; für Atlantischen Ozean $f = 16$ mm, $Q = 1,10$, $P = 43\%$; für Indischen Ozean $f = 23$ mm, $Q = 1,01$, $P = 43\%$ (f ist der Wasserdampfgehalt im Mittel). Zum Schluß werden einige Werte für die Anteile der trockenen und der feuchten Luft, sowie von Staubgehalt angegeben. Im Anhang sind die Beobachtungsreihen beigelegt.

Sätze.

Władysław Gorczyński. Highest Intensity Values of Solar Radiation Observed over Oceanic Surfaces and in other Regions of the Earth. Bull. int. Acad. Polon. (A) 1930, S. 342–359, Nr. 6/7. Diese Untersuchung ist eine Weiterführung oben genannter Arbeiten. Die maximalen Werte Q der Sonnenstrahlung werden einheitlich auf die Luftmasse $z = 48^\circ$ reduziert. Der Reihe nach werden die Beobachtungsdaten für Meere, Landstationen geringer Meereshöhe, Gebirge und hochgelegene Stationen und für Luftbeobachtungen behandelt unter Heranziehung anderer Beobachtungen, besonders der der deutschen Flugzeug- und Ballonmessungen. Die feuchten europäischen Ebenen weisen die höchsten Werte im frühen Frühjahr auf, während nördlichere Gegenden und besonders die Polarzone das Maximum im Sommer erreichen. In Tabelle 8 sind alle Ergebnisse zusammengefaßt. Für vier Gebiete sind vorläufige Jahresmittel bei $z = 0$, 48 , 60° angegeben.

Sätze.

Fritz Händel und Walther Schultze. Vergleichende Strahlungsuntersuchungen zwischen Hochgebirge und Mittelgebirge. 2. Mitteilung. Strahlentherapie 39, 336–350, 1931, Nr. 2. Es werden die im zweiten Halbjahr 1928 und im Jahre 1929 gleichzeitig in Hoch-Serfaus (1800 m Meereshöhe) und Gießen (180 m) angestellten Messungen der ultravioletten Sonnenintensität (zwei argongefüllte Cd-Zellen in Uviolglas, die aufeinander abgestimmt und an die Dornozelle angeschlossen waren) ausführlich mitgeteilt. Während die Abstimmung der verwendeten Cd-Zellen sehr genau gelang (es ließen sich gut reproduzierbare Kurven für die Reduktionsfaktoren bei verschiedenen Sonnenhöhen aufstellen), wiesen einige Kaliumzellen so starke Schwankungen auf, daß die Vergleichsmessungen nicht reproduzierbar waren.

Risse.

F. Linke. Die Bedeutung des Öffnungsverhältnisses eines Aktinometers für Messungen der Sonnen- und Himmelsstrahlung. Strahlentherapie 39, 351–357, 1931, Nr. 2. Das Öffnungsverhältnis des Aktinometers bzw. Photometers bedingt die Größe des Anteils an Himmelslicht, der bei Messung der direkten Sonnenintensität mitgemessen wird. Aktinometermessungen mit Apparaten von verschiedenem Öffnungsverhältnis sind daher nicht ohne weiteres vergleichbar. Da das Öffnungsverhältnis nicht nur von dem Verhältnis der beiden Tubusöffnungen, sondern auch von der Länge des Tubus abhängt, ergibt sich die Notwendigkeit, diese beiden Größen zu normen. Die Beziehungen zwischen den beiden Größen und dem Anteil des mitgemessenen Himmelslichtes werden theoretisch abgeleitet, um eine Grundlage für die Normung zu schaffen. Aus den Überlegungen geht auch hervor, daß bei Austausch einer Blende auch die andere Blende und die Tubuslänge entsprechend verändert werden muß, wenn vergleichbare Meßwerte erhalten werden sollen.

Risse.

K. Büttner. Meteorologisch-medizinische Strahlungsmessungen in definierten Spektralbereichen. Strahlentherapie 39, 358–368, 1931, Nr. 2. Für meteorologische und bioklimatische Versuche kommen als Strahlenmeßgeräte vorläufig nur Apparaturen aus lichtelektrischen Zellen und Aktinometern (bzw. Pyranometern) in Kombination mit Lichtfiltern in Betracht. Es

werden Filterkombinationen zur Messung stark homogenisierter Strahlungen im Bereich von 3000 bis 305 $m\mu$ angegeben nebst den zugehörigen spektralen Empfindlichkeiten. Die Filter begrenzen den λ -Bereich entweder beiderseitig oder einseitig. Dann liegt die zweite Grenze in der Photozelle, oder, wie z. B. bei der Sonne (und Cadmiumzelle), in der Lichtquelle bedingt. Im letzteren Falle sind Korrekturen für Reflexions- und Absorptionsverluste notwendig. Endlich sind einzelne Filter über ein großes λ -Gebiet gleich durchlässig, schneiden jedoch im kurzwelligen verschieden rasch ab. Dann ermöglichen Differenzmessungen (für die nur Aktinometer, am besten Bimetallinstrumente, geeignet sind) die quantitative Bestimmung. Für die Cd-Zelle erlauben Uviolglasfilter verschiedener Dicke eine weitgehende Angleichung an die spektrale Empfindlichkeit einzelner biologischer Reaktionen (Ergosterinaktivierung, Erythembildung). Über die Konstanz der Filter läßt sich noch nichts Abschließendes sagen. Risse.

F. Lindholm. Die atmosphärische Trübungsdichte aus Sonnenstrahlungsmessungen in einzelnen kurzwelligen Spektralbereichen. Strahlentherapie 39, 369—375, 1931, Nr. 2. Ist $i_{\lambda m}$ die bei der atmosphärischen (durch die Sonnenhöhe bestimmten) Schichtdicke m gemessene, $J_{0\lambda}$ die entsprechende extraterrestrische Intensität der Wellenlänge λ und $J_{\lambda m} (= J_{0\lambda} \cdot e^{-k_{\lambda}m})$ die für staub- und kondensationskernfreie Atmosphäre berechnete Intensität, so wird der Trübungszustand der Atmosphäre durch das Verhältnis

$$\frac{i_{\lambda m}}{J_{\lambda m}} = \frac{e_{\text{beob.}}^{-k_{\lambda}m}}{e_{\text{ber.}}^{-k_{\lambda}m}}$$

bestimmt. Als „optische Trübungsdichte“ $\Delta_{\lambda s}$ definiert Verf. den negativen Briggschen Logarithmus dieses Quotienten, der zum Unterschied von dem Linkeschen Trübungsfaktor λ -abhängig ist. Nachdem aus den früheren Daten mehrerer Stationen (bolometrische, photometrische und aktinometrische Messungen) unter Berücksichtigung der Ozonabsorption die Trübungsdichten für λ 0,4 bis 0,8 μ berechnet und ein starker Anstieg mit sinkender Meereshöhe festgestellt wurde, werden auch aus den Dornoschen photoelektrischen Messungen (0,379 bis 0,465 $m\mu$) gut mit den Werten aus den spektralbolometrischen Messungen übereinstimmende Daten gewonnen. Endlich wird eine eigene photoelektrische Meßreihe mit zwei Filterkombinationen von Büttner (für λ 0,37 und 0,412 μ) aus Davos angeführt, die wiederum zu denselben Werten führt (im Mittel 0,02). Mit abnehmendem λ nimmt $\Delta_{\lambda s}$ nur langsam zu. Durch den Begriff der Trübungsdichte wird vor allem eine Trennung der optischen Trübung von der selektiven H_2O -Dampfabsorption erreicht. Risse.

Edgar Meyer. Über die Bestimmung des Ozongehaltes der Atmosphäre. Strahlentherapie 39, 382—384, 1931, Nr. 2. Für den Ozonabsorptionskoeffizienten finden Fabry und Buisson im Bereich von 280 bis 335 $m\mu$: $\log \alpha = 17,58 - 0,0564 \lambda$. Lächli: $\log \alpha = 16,74 - 0,0536 \lambda$, woraus sich die Dicke der Ozonschicht um 1% höher berechnet als nach Fabry und Buisson. Die bisherigen Bestimmungen des O_3 -Absorptionskoeffizienten sind jedoch bei Atmosphärendruck an ozonisiertem Sauerstoff bei ziemlich hohen O_3 -Partialdrucken mit Hg-Licht durchgeführt, was den Bedingungen in 50 km Lufthöhe nicht entspricht. Hier ist vermutlich die Hartleybande strukturiert, wie aus ihrer Überlagerung mit kleineren Banden hervorzugehen scheint. Diese Struktur könnte unter den bisherigen Versuchsbedingungen durch Druckverbreiterung, Stoßdämpfung oder Kopplungsdämpfung verwischt und damit der Absorptions-

koeffizient verändert sein. Neue Messungen bei etwa 1 mm Hg, kleinem O_3 -Partialdruck, N_2 -Beimengung und verschiedenen Temperaturen mit kontinuierlicher Strahlung sind daher im Gange.

Risse.

E. H. Gowan. The Effect of Ozone on the Temperature of the Upper Atmosphere. II. Proc. Roy. Soc. London (A) 128, 531—550, 1930, Nr. 808. Die erste Abhandlung des Verf. war theoretischer Art, die vorliegende dagegen behandelt verschiedene Veränderungen, Einwirkungen verschiedener Faktoren auf physikalische Zustände. Einige seiner Resultate aus seiner Untersuchung bzw. seinen Betrachtungen sind in graphischer Weise veranschaulicht, so die Ausbreitung der Strahlung innerhalb 140 km zwischen 200 und 320° (oberhalb 55 km beträgt die Sonnenenergie 50 % oder mehr), die Verteilung von Wasserdampf und Ozon, die thermische Zersetzung des Ozons der Luft, Ångström und Absorptionskoeffizient im Ultrarot, Wirkung des Zenitwinkels der Sonne auf Ozon- und Wasserdampfverteilung (Bereich aller Kurven bis etwa 140 km Höhe zwischen 200 und 800°). Am Schluß seiner Untersuchungen zieht der Verf. verschiedene Schlüsse, erklärt Schall- wie manche Naturphänomene als Wirkungen der hohen Temperatur in den oberen Luftschichten. Nimmt Bezug auf die Berichte bzw. Aufzeichnungen der Registrierballone, wonach die Temperatur in gemäßigten Breiten und Höhen zwischen 11 und 25 oder 30 km nicht sehr von 220° absolut abweicht und sich daraus eine Temperaturzunahme von mehr als 6° pro Kilometer zwischen 30 und 40 km ergibt. Bei 60 km sinkt die Temperatur (bleibt sich ziemlich gleich zwischen 30 und mindestens 60 km); wäre der Temperaturgradient zwischen 30 zu 60 km gleichbleibend (ebenso pro Kilometer mehr als 6°), so wäre mit einer Temperatur von 500° absolut in dieser Höhe zu rechnen. Lindemann und Dobson fordern nach ihren Rechnungen bis zu 300° und stimmen darin mit anderen Untersuchungen ziemlich überein. In Höhen über 11 km werden vermutlich die Bestandteile der Luft aus verschiedenen Teilen bestehen (ausgenommen Ozon, das in größeren Höhen vernichtet ist), auch vermag vermutlich die Verteilung von Ozon und Wasserdampf Temperaturen von über 500° absolut in Höhen über 60 km aufwärts auszuhalten. Über diese und andere Annahmen bzw. Vorgänge gibt eine Kurve Aufklärung, eine summarische Übersicht Ansichten und Überzeugungen des Verf. wieder, der schließlich seine Arbeit mit terminologischen Bemerkungen beendet, welche sich auf den Absorptionskoeffizienten, die Absorption und einige unterschiedliche Verhältnisse in der Verteilung von Ozon und Wasserdampf beziehen.

Blaschke.

S. Chapman. On the Annual Variation of Upper-Atmospheric Ozone. Phil. Mag. (7) 10, 345—352, 1930, Nr. 63. Bekanntlich nimmt der Ozongehalt der Atmosphäre im Mittel entsprechend der Dichte des reinen Ozons bei normaler Temperatur und Druck mit der Breite um etwa 2 mm nach dem Äquator und um etwa 3,25 mm bei Abisko zu (68° N). Er variiert jährlich von 0 am Äquator bis zu 1,5 mm bei Abisko. Sein Maximum fällt auf jeder Halbkugel in die Nähe der Frühlings-Tag- und Nachtgleiche und sein Minimum in die Nähe des Herbstäquinoktiums. Beobachtungen nördlich von 50° Breite während des Winters liegen noch nicht vor. Der Ozongehalt C läßt sich annähernd berechnen aus $C = C_0 + C_1 \cos \vartheta$, der Zerfall des Ozons aus $2O_3 = 3O_2$ als thermische Zersetzung, wobei die Reaktion als Folge der miteinander kollidierenden Moleküle eintritt. Noch ist die Temperatur der dichtesten Ozonschicht (in etwa 45 km Höhe) unbekannt (vermutlich mindestens 300°), ebenso die Zahl der Ozonmoleküle (in etwa 10 km Höhe wahrscheinlich $5,5 \cdot 10^{12}$ am Äquator und $8 \cdot 10^{12}$ bei Abisko). Geringen Einfluß auf diese Werte scheint die thermische Zersetzung zu haben, die aber vermutlich

bei steigender Temperatur und bei wechselndem Ozongehalt größer wird. Nach der Theorie von S. Chapman steht der rasche Verfall im Ozongehalt während des Sommers mit der hohen Temperatur in der Ozonschicht in Zusammenhang (worüber Formeln entwickelt werden und näher auf die Beziehungen der maßgebenden Faktoren eingegangen wird). Bestimmen lassen sich danach die Temperatur wie der Wiedervereinigungskoeffizient des Ozons, ohne daß die Annahme einer jährlichen Schwankung der Ozonezeugung nötig wäre. Da die Atmosphäre in der Höhe nur ein geringes Wärmevermögen besitzt, wohl aber schnell sich auf die Sonnenstrahlung einzustellen vermag, so werden die Maxima der Lufttemperaturen (in der Nähe des Solstitiums gelegen) und des Ozons vermutlich vier Monate auseinanderliegen, auch dürfte hohe Temperatur in der Ozonschicht von Absorption der Sonnenstrahlung durch das Ozon herrühren (im Sommer ist ja auch der Ozongehalt der Luft gering). In 45 km Höhe ist ferner die Lufttemperatur bedingt durch die Größe der Konvektion und damit dürfte ihr Maximum nach dem Solstitium erklärbar werden. *Blaschke.*

Ch. Fabry. L'absorption des radiations dans la haute atmosphère. Journ. de phys. et le Radium (7) 1, 39S. 1930, Nr. 3. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 289.] Verf. nimmt Bezug auf Arbeiten der letzten Jahre, und zwar auf die von Buisson und Fabry und geht auf deren Resultate ein. Danach wird das Sonnenspektrum wie dasjenige aller Sterne von der Absorption durch die irdische Atmosphäre beeinflusst und absorbierendes Gas ist das Ozon. Absorptionsmessungen im Sonnenspektrum gestatten die quantitative Bestimmung dieses Ozons, und zwar würde die ganze Ozonmenge unter Berücksichtigung des reinen Ozongehaltes unter normalen Bedingungen eine Schicht von etwa 3 mm Dicke ergeben. Die Existenz dieses Ozons wie seine Dosierung wurden durch die Entdeckung anderer Absorptionsbanden bestätigt, so von Huggins in der Gegend von 3400 und Chappuis im Rot und Orange. Das Ozon selbst ist in der Atmosphäre nicht gleichmäßig verbreitet, es ergeben Dosierungen in der Sonnenebene wie auf Bergen einen sehr schwachen Ozongehalt der Luft. Auf Grund des Gesetzes der Abnahme der Intensität eines Sonnenstrahls (bei Annäherung der Sonne an den Horizont) läßt sich die Höhe, in der sich Ozon befindet, schätzen (in etwa 40 km). Danach findet sich das Ozon besonders in großen Höhen der Atmosphäre. Veränderlich ist die Quantität des Ozons, sie wechselt von einem Tag zum anderen, wie Buisson und Fabry feststellen konnten. Tägliche Messungen an verschiedenen Orten haben Dobson und seine Mitarbeiter unternommen und damit wichtige Ergebnisse für die Physik der Erde geliefert. Es ergaben sich jährlich Veränderungen mit Maximum im Frühjahr und Minimum im Herbst, zufällige Schwankungen, die an meteorologische Bedingungen gebunden sind. *Blaschke.*

Ch. Fabry et H. Buisson. Sur l'absorption des radiations dans la basse atmosphère et le dosage de l'ozone. C. R. 192, 457—461, 1931, Nr. 8. Das Studium der Absorption der irdischen Atmosphäre auf das Licht der Sterne führt zur Annahme einer gewissen Quantität Ozon in der Luft. Dessen chemisch ermittelte Mengen in der unteren Atmosphäre sind nur gering, wie es die experimentell ausgeführte Untersuchung von R. J. Strutt (Lord Rayleigh) im Jahre 1918 bestätigen konnte. Er benutzte dazu als Lichtquelle eine an ultravioletten Strahlen reiche Quecksilberdampfbogenlampe und beobachtete aus einer Entfernung von einigen Kilometern mittels eines Spektrographen die aus diesem Abstand ankommende Strahlung. Eine geringe Quantität Ozon in der Luft bringt die Linie 2536 zum Verschwinden infolge Absorption durch das Ozon, und eine

Schicht desselben von nur 25μ Dichte verringert die Intensität auf die Hälfte des Wertes. Mit diesem qualitativen Ergebnis lassen sich nunmehr wirkliche Dosierungen ausführen bei Verwendung von Messungen, die kürzlich von der Absorption der Strahlung in der unteren Atmosphäre von Buisson, Jausseran und Rouard (C. R. 190, 808, 1930) angestellt worden sind. Als Resultat ihrer Messungen geben diese Forscher für jede Wellenlänge die „optische Dichte“ einer Schicht von 1 km an und Fabry in vorliegender Mitteilung in einer Zusammenstellung je nach der Wellenlänge die Dichten pro Kilometer, den Absorptionskoeffizienten des Ozons u. a. Er entwickelt kurz Formeln und gibt eine graphische Darstellung, in der die Absorptionskoeffizienten des Ozons auf der Abszisse eingetragen sind und als Ordinaten die Werte für die Dichte; nach dieser Darstellung steigt im Gebiet der kurzen Wellen die Absorption stark, wahrscheinlich infolge von Sauerstoff. Angegeben wird der Ausdruck für die Dichte der ganzen Ozonschicht in der irdischen Atmosphäre und ferner, daß die oberen Schichten viel reicher an Ozon sind als die untere Atmosphäre. *Blaschke.*

Anders Ångström. Ausstrahlungsmessungen und Vergleiche zwischen Pyrgeometern. Meteorol. ZS. 48, 49--57, 1931, Nr. 2. Die Pyrheliometer arbeiten exakter als die Pyrgeometer, und zwar aus mancherlei Gründen, die Ångström näher anführt mit dem Hinweis, daß die Aktinometrie relative und absolute Instrumente kennt. Verf. verweist dann auf die elektrischen Kompensationspyrgeometer, die zu den relativen Instrumenten gehören und viel zu Strahlungsmessungen verwendet werden. Mittels Graduierung der Pyrgeometer mit Hilfe einer „schwarzen Strahlung“ sucht man die ziemlich mühsame Bestimmung der Emissionsfähigkeit der Flächen wie gewisser physikalischer Konstanten zu umgehen; mit dem in Upsala aufbewahrten Standardpyrgeometer vermochte Verf. die Ausstrahlung der schwarzen Fläche aus der Angabe des Instruments mittels einer Gleichung zu berechnen. Außer A. Ångström haben verschiedene andere nach dieser Methode Konstantenbestimmungen ausgeführt, doch muß vorher festgestellt worden sein, daß das Instrument auch alle nötigen Forderungen hinsichtlich der Konstanz der Emissionsfähigkeit mit der Wellenlänge erfüllt. Ångström verweist dann auf die Methode von Rubens und Hoffmann, welche einen schwarzen Farbstoff mit praktisch konstanter Absorptionsfähigkeit über das langwellige Spektrum hin verwendete und die Versuche mit drei verschiedenen Pyrgeometern und einem Melikeroninstrument, deren Resultate er in Tabellen zusammengestellt hat, wobei er sie untereinander vergleicht und zu Rückschlüssen benutzt. Danach ist die Ausstrahlung während der Nacht bei völlig klarem Himmel ziemlich konstant, doch sind Schwankungen zu etwa 5% mit einer Periode von 5 und 20 Minuten oft zu beobachten, und zwar besonders in niedrigeren Höhen als Folge von Temperaturschwankungen am ausstrahlenden Instrument oder von Schwankungen des Wasserdampfgehalts der oberhalb liegenden Atmosphäre; vermutlich ist diese selbst bei klarem Himmel hinsichtlich des Wasserdampfgehalts nicht völlig homogen, und es ziehen „Cumuluswolken von Wasserdampf“, analog den wirklichen Wolken am Beobachtungsort, vorüber. Daher sind auch solche Schwankungen der Ausstrahlung in niedrigeren Meereshöhen stärker als in großen. *Blaschke.*

G. Falckenberg. Seit wann ist die Ångströmsche Pyrgeometerkonstante mit einem erheblichen Fehler behaftet? Meteorol. ZS. 48, 80--81, 1931, Nr. 2. Eichungen von Lindberg zu Upsala ergaben einen erheblichen Fehler der Ångströmschen Pyrgeometerkonstanten, auf den schon Messungen von G. Falckenberg (an der Universitätswarte zu Rostock) wie von

Dubois (zu Frankfurt in den Jahren 1924 bis 1927) hinwiesen (ersterer erhielt Konstantenfehler von 29%, letzterer bedeutend kleinere Ausstrahlungswerte). Es besteht die Annahme, daß bereits 1912 das Ängströmsche Instrument fehlerhaft war, und zwar zeigte es bei der Eichung im Innern um einige Grade höhere Temperaturen als die Streifen. Es gilt nun festzustellen, seit wann der Fehler bestand und daran sollen die betreffenden Institute mitwirken, durch Nachprüfung der Ängströmschen Tabelle 1 und Veröffentlichung ihrer Resultate.

Blaschke.

Rupert Holzapfel. Hauptergebnisse der Strahlungsmessungen auf der Stolzalpe in der Zeit vom 1. November 1928 bis 1. Oktober 1929. Wiener Ber. 139 [2a], 373–392, 1930, Nr. 7/8. Bereits berichtet nach Wiener Anz. 1930, S. 154; vgl. diese Ber. 11, 2496, 1930.

Scheel.

Harald Lunelund. Registrierung der Sonnen- und Himmelsstrahlung in Helsingfors. Soc. Scient. Fenn. Comm. Phys.-Math. 5, Nr. 6, 66 S., 1929.

H. Ebert.

P. Raethjen. Zur Thermo-Hydrodynamik der Böen. Meteorol. ZS. 48, 11–22, 1931, Nr. 1. Wie eine frühere Arbeit zeigte, ist die Energie der Böenfront hauptsächlich in der Böenwolke konzentriert. Diese Energie ist vor allem auf die Feuchtlabilität zurückzuführen, wofür ein aerologisches Beispiel gegeben wird. Weiter wird geschlossen, daß die durch die Feuchtlabilität bewirkten Umlagerungen in langgestreckten Walzen vor sich gehen müssen, nicht in ungeordnet auf- und absteigenden Lufttropfen. Infolgedessen braucht die Böe auch durchaus nicht immer mit einem Polarlufteinbruch am Boden verbunden zu sein. Man hat also 1. Böen ohne Kaltlufteinbruch am Boden, die lediglich als Umlagerungswalze durch die feuchtlabile Luftmasse wandern, stabile, am Boden gekühlte Luftmassen hinter sich lassend; 2. Böen mit Kaltlufteinbruch am Boden, wobei die feuchtlabile Warmluft gleichzeitig mit ihrer Umlagerung über die vordringende Kaltluft gehoben wird. In beiden Fällen sind Gang von Luftdruck und Wind charakteristisch voneinander verschieden.

Haurwitz.

P. Raethjen. Eine schlagartig einsetzende Bewölkung. Meteorol. ZS. 48, 31–82, 1931, Nr. 2. Hier wird ein Beispiel gegeben, daß Wolken keine „Schwimmkörper“ sind, sondern in dauernder Entwicklung begriffene Gebilde darstellen, die infolge ihrer Umbildung langsamer oder schneller als die Luftmassen dahineilen. Bei einem Wetterflug im November 1930 war zwischen 800 und 1500 m eine Bewölkung über der Bergstraße und dem Odenwald zu beobachten, welche während des Aufstieges trotz 30 m/sec SW dort liegen blieb (erkennbar aus einem Pilotballon und der Abtrift des Wetterflugzeuges). Die Bewölkungsgrenze schritt in etwa 2 Minuten um etwa 18 km ostwärts vorwärts, die Windregistrierung auf dem Flugplatz Darmstadt zeigte um diese Zeit eine plötzliche Windzunahme, die aber in etwa 1000 m Höhe nicht sehr stark gewesen sein kann. Vermutlich hat sich die vordere Wolkengrenze durch Neuentstehung der Wolken sehr schnell ostwärts ausgedehnt und dabei hat die entstehende Vertikalbewegung am Boden eine Windverstärkung zur Folge gehabt wie bei einer Böe. Beim Aufstieg war auch eine indifferente Schichtung zwischen 300 und 1500 m zu beobachten, vermutlich herrschte eine geringe Zunahme der Feuchtigkeit in den untersten Schichten, es folgte Umwandlung in eine feuchtlabile Schicht und schnelle Ausbreitung der Bewölkung unter Erwärmung der Luft über 1500 m Höhe. Die Wolkenbildung wird in solchen Fällen begünstigt durch die Bodenformation oder fortschreitende Vertikalschwingungen der Atmosphäre.

Blaschke.

Vilho Väisälä. Die Wolkenhöhen in Finnland. Soc. Scient. Fenn. Comm. Phys.-Math. 5, Nr. 8, 28 S., 1930.

M. Franssila. Die Häufigkeit der verschiedenen Windgeschwindigkeiten am aerologischen Observatorium Ilmala. Soc. Scient. Fenn. Comm. Phys.-Math. 5, Nr. 14, 15 S., 1930.

Richard Joel Russell. Dry Climates of the United States. I. Climatic Map. Univ. California Publ. in Geogr. 5, 1—41, 1931, Nr. 1.

S. N. Sen. Mechanism of Bengal Tornadoes in the Nor'wester Season. Nature 127, 128—129, 1931, Nr. 3195.

Sudhansu Kumar Banerji. The Effect of the Indian Mountain Ranges on Air Motion. S.-A. Ind. Journ. of Phys. 5, 699—745, 1930, Nr. 7. H. Ebert.

D. Brunt. Some Phenomena connected with the Transfer of Heat by Radiation and Turbulence in the Lower Atmosphere. Proc. Roy. Soc. London (A) 130, 98—104, 1930, Nr. 812. Die Beobachtung der abnorm hohen Temperaturgradienten in den alleruntersten Luftschichten legt die Frage nahe, ob es eine physikalische Grenze gibt, die von dem Temperaturgefälle nicht überschritten werden kann. Auf Grund früherer eigener Arbeiten zeigt Brunt, daß bei Berücksichtigung der Strahlungsverhältnisse allein, wenn mit p_w der Dampfdruck in Millibar bezeichnet wird, das 50 p_w -fache des trockenadiabatischen Temperaturgradienten diese obere Grenze ist. Es ist aber zu bedenken, daß dabei die dynamische Möglichkeit für das Bestehen dieses Gradienten nicht untersucht worden ist. Für den Transport von Wärme in der Vertikalen durch Strahlung und Turbulenz gilt

$$\frac{\partial T}{\partial t} = (K_R + K_E) \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}.$$

Hierin ist K_R eine Konstante, die als „radiative diffusivity“ bezeichnet wird. Ihre Größenordnung ist 10^3 CGS-Einheiten. K_E ist die bekannte Austauschkonstante (Größenordnung 0 bis 10^6 CGS-Einheiten). Ändert sich die Temperatur der Erdoberfläche T_S um p^0 pro Sekunde, $T_S = T_0 + pt$, so ist, wie schon Taylor gezeigt hat, die Veränderung der Oberflächentemperatur sehr gering für Höhen z über $z^2 = 4(K_R + K_E)t$. Ändert sich die Oberflächentemperatur plötzlich, so ist die von der Temperaturänderung nach t sec erreichte Höhe $z^2 = 4 \cdot 10^5 t$, wenn für $K_R + K_E$ der Wert 10^5 angenommen wird, worin also die Voraussetzung steckt, daß der turbulente Wärmetransport den durch Strahlung wesentlich übertrifft. Die folgende Tabelle gibt eine Zusammenstellung der Zeitdauer, die zur Erwärmung einer bestimmten Schicht bei verschiedenen Austauschkoeffizienten nötig ist.

Schichttiefe	$K_R + K_E = 10^5$	$K_R + K_E = 10^3$	$K_R + K_E = 650$
0,5 m	0,006 sec	0,6 sec	1 sec
1	0,025	2,5	4
5	0,625	1 min	100
10	2,5	4	$6\frac{2}{3}$
30	22,5	37	1 Std.
100	250	400	11

Man sieht aus dieser Zusammenstellung, deren letzte Spalte etwa die Verhältnisse bei Austausch infolge Strahlung allein wiedergibt, daß dieser nur in den untersten Luftschichten eine Rolle spielt. Wenn die Strahlung entgegen den hier gemachten Annahmen teilweise absorbiert ist, werden die Resultate nur unbedeutend modifiziert. Mittels der angegebenen Resultate kann auch die Ausbreitung der nächtlichen Abkühlung vom Boden her behandelt werden. Infolge von Strahlung allein erstreckt sich die nächtliche Inversion in 1 Stunde in 30 m Höhe, in 2 Stunden bis 42 m Höhe, bis 60 m in 4 Stunden, in 11 Stunden bis 100 m. Natürlich geht diese Ausbreitung der nächtlichen Inversionen nach oben meist infolge der gleichzeitig vorhandenen Turbulenz viel schneller. *Haurwitz.*

M. Robitzsch. Feuchtadiabatische Zustandsänderung in übersättigt aufsteigende Luft. Gerlands Beitr. 26, 80–91, 1931, Nr. 1. Feuchtadiabatische Zustandsänderungen werden an Hand graphischer Tafeln verfolgt, welche die „Feuchtadiabaten“ enthalten. Nun sind aber solche Tafeln in der Annahme berechnet, daß die trockenadiabatische Zustandsänderung in die feuchtadiabatische dann übergeht, wenn Sättigung hinsichtlich der ebenen Wasserfläche und bei weiterer Hebung der Luftmasse auf deren ebenen Fläche herrscht. Diese Annahme trifft aber nicht immer zu und so wäre die Temperaturabnahme im aufsteigenden Luftstrom unter Verwendung anderer Sättigungswerte des Dampfdruckes zu berechnen; daher muß man sich mit Korrektionsgrößen begnügen und an Hand der üblichen Adiabatentafeln auch feuchtadiabatische Zustandsänderungen in übersättigt aufsteigender Luft verfolgen. M. Robitzsch ermittelt für diese Größe den betreffenden Ausdruck und gibt eine Tabelle mit der Dampfdruckdifferenz Dp für konstante relative Übersättigungen und eine zweite Tabelle auf Grund von Berechnungen von DT für DP . In einer Figur zeigt er den Verlauf der adiabatischen Vorgänge in Kurvenform und gibt Veranlassung zu einigen Schlüssen über die Verhältnisse in aufsteigenden Luftmassen. Robitzsch berechnet ferner bei $Dp = 1$ mm die Dichtedifferenzen im gleichen Druckniveau im übersättigt aufsteigenden gegenüber dem gesättigt aufsteigenden Luftstrom, die er als Funktion der Temperatur in Tabelle 4 zusammenstellt. Unter seinen verschiedenen Folgerungen sei nur erwähnt die Erklärung für das lokale Absacken von Wolkenteilen in einem sonst virulenten, aufsteigenden Kumulusstrom. Wird auf dem Boden auflagernde Luft abgekühlt, so tritt in ihr Kondensation bei einer gewissen Übersättigung mit Wasserdampf ein; Nebelluft ist kühler als die umgebende und wird durch Erwärmung wieder aufgelöst oder ihre Kondensationskerne fallen mit den Tropfen heraus (nässender Nebel) und die Nebelschicht verschwindet. Auflösung des Nebels infolge Wärmezufuhr ist jedoch ein vollkommen umkehrbarer Prozeß, Auflösung des Nebels aber infolge Zusammenfließens der Tropfen (nässender Nebel) ist kein umkehrbarer Vorgang, denn die der Schicht entfallenden Tropfen entziehen ihr ja Wasserdampf und Kondensationskerne. *Blaschke.*

Jean Lugeon et Erico Nicola. Sur la portée des parasites atmosphériques d'après les enregistrements simultanés de Paris-Zurich-El Goléa (Sahara) et Rochers-de-Naye (Suisse)-Varsovie. Arch. sc. phys. et nat. (5) 12, 403–404, 1930, Nov./Dez. (C. R. Soc. Suisse de Géophys. St. Gallen, Sept. 1930.) Im Anschluß an frühere Arbeiten von Lugeon wurden von den beiden Autoren Simultanregistrierungen der atmosphärischen Störungen an zwei voneinander etwa 1200 km entfernten Orten vorgenommen, und zwar auf einem Berggipfel der Schweiz (Rochers-de-Naye) und in Warschau. Für die von beiden Stationen gleichzeitig empfangenen Störungen, deren Herde also mindestens

600 km Reichweite haben müssen, ergab sich ein Bruchteil von etwa 40 %, was mit den früheren Ergebnissen vereinbar ist. „Vertikalsondierungen“ (Höhe der Dämmerungszonen) konnten nur in bescheidenem Maße durchgeführt werden.

Stetter.

R. Bureau. Un radiogoniomètre enregistreur. Son application aux parasites atmosphériques. C. R. 192, 170—172, 1931, Nr. 3. Nach dem Vorgang von Ivo Ranzì benutzt Verf. (hauptsächlich zum Registrieren von Luftstörungen) eine Neonröhre, die er durch den Empfänger einschalten läßt. Das Licht der Röhre geht durch einen zur Umdrehungsachse der Registriertrommel senkrechten Spalt auf das photographische Papier. Um peilen zu können, setzt Verf. noch einen schraubenförmigen Spalt (ein Schraubengang in einen Zylindermantel eingeschnitten) dazwischen. Dieser sitzt auf der Achse des in dauernder Umdrehung gehaltenen Peilrahmens. Das Papier wird dann also je nach der Stellung des Rahmens in verschiedener Höhe geschwärzt.

Schindelhauer.

F. Albrecht. Über die „Glashauswirkung“ der Erdatmosphäre und das Zustandekommen der Troposphäre. Meteorol. ZS. 48, 57—68, 1931, Nr. 2. Der Wasserdampfgehalt der Erdatmosphäre schwächt die kurzwelligen Strahlen der Sonne nur wenig, absorbiert aber die langwelligen von der erwärmten Erdoberfläche herkommenden; die Wirkung dieser Vorgänge ist mit derjenigen der Glasbedeckung eines Gewächshauses zu vergleichen. Verf. zieht zur Klärung dieses Vergleichs ein „Gedankenexperiment“ heran und denkt sich einen kugelförmigen Metallkörper im Innern einer Glashohlkugel und das ganze System der Strahlung ausgesetzt, für deren Wirkung er nunmehr die diesbezüglichen Formeln entwickelt. Dann überträgt er die dabei waltenden Verhältnisse auf diejenigen des Erdkörpers und modifiziert sie in entsprechendem Maße. Er berücksichtigt die innere Wärmeleitfähigkeit der Erdkugel, gaskinetische Vorgänge, den wechselnden Wasserdampfgehalt der Luft (den Träger der Luftabsorption für dunkle Strahlung), die Temperatur der oberen emittierenden Luftschicht, wie der nicht von Wolken bedeckten Erdoberfläche und dergleichen mehr. Er stellt weiter die Formel für den Strahlungshaushalt der Erde auf und gibt in einer Tabelle den Sättigungsdampfdruck über Wasser mit abnehmender Temperatur (zwischen -30 und -60°C wird nämlich die Emissionsschicht bei hohem Wassergehalt liegen). Als Ergebnis der Betrachtungen wäre zu nennen: Die Vorgänge bei der Strahlungsemission der Erdatmosphäre vollziehen sich im größten Teil des langwelligen Spektrums und in einer nur wenige Kilometer starken Schicht der Atmosphäre. Der Wärmeentzug in der Emissionsschicht führt zu absteigender Konvektion und verursacht die Ausbildung der Troposphäre über Erdgebieten mit jeweils geringer Sonnenbestrahlung. Die Temperatur der Emissionsschicht dürfte bei mittlerer Feuchtigkeit derselben ungefähr bei 223°abs. liegen und durch entsprechende Regelung der Wolkenbedeckung eingestellt werden. Verf. stellt auch Überlegungen hinsichtlich der Verhältnisse der Atmosphären der einzelnen Planeten des Sonnensystems an, und zwar einen gegenseitigen Vergleich der Atmosphären von Venus, Erde und Mars und gibt wichtige Daten über sie in einer Tabelle. In einer anderen solche über zugestrahlte wie ausgestrahlte Wärmemengen in Breiten zwischen 0 und 90° in $\text{cal/cm}^2\text{min}$ und verweist auf Änderungen im Wärmehaushalt der einzelnen Breitenkreise gegenüber den berechneten in anderen Untersuchungen.

Blaschke.

Fritz Möller. Austausch und Wind. Meteorol. ZS. 48, 69—80, 1931, Nr. 2. Verf. weist auf die Bedeutung einer Kenntnis des Massenaustausches in der Atmosphäre hin für Meteorologie wie Geophysik und auf unsere Unkenntnis gerade in

dieser Beziehung. Meßbar ist der Austausch auf direktem wie indirektem Wege, nach Formeln, wie sie Defant und Hesselberg benutzten, nach Methoden wie die Bestimmung der Verbreitung und des Verschwindens von Rauchfahnen oder des Austausches aus gemessener vertikaler Windverteilung u. a.; in bodennahen Schichten sind es Messungen der Windstärke in verschiedenen Höhen unter Benutzung der Bewegungsgleichungen für stationäre Strömung bzw. des Skalarwertes des Windvektors. Noch ergeben die so ermittelten Werte Unstimmigkeiten und deren Beseitigung gilt die Arbeit des Verf. Er entwickelt die diesbezüglichen Formeln und zeigt dann in graphischer Weise die Windverteilungen und Kräftepläne bei mit der Höhe linear zu- und abnehmendem Austausch u. ä., verweist auf Feststellung der Abhängigkeit des Windvektors von der Höhe durch Auswertung von Piloten und entwickelt daran anschließend Formeln, um aus beobachteten, in der Höhe konstanten Austauschwerten der Windverteilungen und der mittleren Windänderung mit der Höhe den Austausch der Luftmassen zu berechnen. Ergebnisse von zwei solchen Berechnungen sind in einer Tabelle zusammengestellt und daraus Schlüsse gezogen. In sehr geringen Höhen dürfte der Austausch zunehmen (am Boden ist er gleich Null, da keine vertikalen Mischströmungen möglich sind), dann in gewisser Höhe ein Maximum erreichen (entsprechend der „Rauhigkeit“ der Erdoberfläche), um über dieser Höhe wieder abzunehmen (die Durchmischung der Luftmassen ist ja eine Folge der turbulenten Strömungen über der unebenen Erdoberfläche). In größeren Höhen wird der herrschende Austausch zurückzuführen sein auf Veränderung des Windfeldes infolge seiner eigenen Bewegungen und lokalen Schwankungen des Druckgradienten; modifizierend wird einwirken der vertikale Temperaturgradient, weshalb in Schichten mit geringer Temperaturabnahme oder gar in Inversionen die Mischbarkeit der Luftmassen sehr gering sein wird. Nun sind aus gewissen Gründen Mittelwerte des Windes für Auswertungen hinsichtlich des Austausches nicht zu verwerten, Einzelbeobachtungen aber auch nicht (Verf. begründet dies), wohl aber möglichst viele Pilotvisierungen am gleichen Ort, am besten mit mehreren Ballonen und mehreren Beobachtern, um aus gleichzeitig oder kurz nacheinander gemessenen Windwerten in derselben Höhenstufe einen mittleren Wert bestimmen zu können, und zwar aus Gleichungen, die der Verf. angegeben hat.

Blaschke.

Fr. Ahlborn. Zur Dynamik des Regens. Phys. ZS. 32, 139—147, 1931, Nr. 3. Verf. geht zuerst auf die in der Literatur vorhandenen experimentellen Untersuchungen ein, die sich vornehmlich auf Bestimmung der Anzahl, Größe und Geschwindigkeit der Tropfen beziehen. Nach Lenard wird die größte Fallgeschwindigkeit von 8 m/sec bei Tropfen von 0,225 cm Radius erreicht und sinkt dann wieder bei größeren Tropfen (Ursache ist die Deformation derselben). Verf. untersucht daher, ob und welche Änderungen die Kugelform der Tropfen unter dem Einfluß des Luftwiderstandes erleidet und läßt dazu in einem hohen, mit Wasser gefüllten Glaszylinder die Tropfen indifferenten Flüssigkeiten herabfallen (unmittelbare photographische Beobachtungen sind experimentell schwer auszuführen). Als Flüssigkeiten eignen sich besonders für solche Untersuchungen Chloroform und Schwefelkohlenstoff, deren Tropfen nicht Kugeln, sondern oben und unten abgeplattete Ellipsoide darstellen, und zwar werden sie um so flacher, je größer die Tropfen sind, während die kleineren Tropfen die kugelige Form bewahren und schnell ihre konstante Fallgeschwindigkeit erreichen. Es sind die großen Regentropfen keine Kugeln, sondern Ellipsoide, die aber mit abnehmender Größe und Fallgeschwindigkeit allmählich in die Kugelform übergehen. Verf. geht auf verschiedene Versuche, welche die innere Struktur fallender Tropfen wiedergeben, ein und bespricht die dabei mitwirkenden Kräfte, das Stromfeld

der Regentropfen, das Ende der fallenden Tropfen (je nachdem, ob sie auf festen Boden, auf eine Wasseroberfläche usw. auffallen), die Gesamtzirkulation der Luft in einem Regenschauer. Die Struktur dieser Bewegung ist die Folge keines einfachen homogenen Mitwindes, sondern vielfach übereinander gelagerter aerodynamischer Vorgänge aller fallenden Tropfen, reißt doch jeder derselben mit dem an ihm haftenden, durch Reibung erzeugten Luftwirbel eine relativ große Luftmenge mit zu Boden. Die Folge ist eine Massenverschiebung von Luftteilchen nach unten, aber keine gleichwertige nach oben, wohl aber ein Nachschub von Luft bis an die Quellen des Regens in den Wolken. Hier wird die ständige Luftentziehung eine Druckverminderung bewirken, während am Boden eine Druckerhöhung zu erwarten ist. Es wird sich diese Luftzirkulation in einem Wirbelring auswirken mit horizontaler Drehachse. Die Wirkungen dieses Stromfeldes auf die Größe und Form der Regentropfen, seinen Mechanismus bringt der Verf. in seinen Ausführungen zum Ausdruck und zieht daraus interessante Schlüsse. *Blaschke.*

V. Conrad und H. Huber. Zur Reaktionsgeschwindigkeit beim Campbell-Stokesschen Sonnenscheinautographen. *Strahlentherapie* **39**, 376—381, 1931, Nr. 2. Es werden eine Reihe von Messungen der „Zwischenzeit“, das ist der Zeitdifferenz zwischen dem Auftauchen der Sonnenmitte über dem Horizont und dem Beginn des Einbrennens der Marke beim Sonnenscheinautographen mitgeteilt. Sie überschreitet auch bei kleinen Sonnenhöhen von 5 bis 10° bei reinem Himmel und reiner Glaskugel 100 sec nicht wesentlich und scheint in erster Linie von der Sonnenintensität, erst in zweiter Linie von Eigenschaften des Apparats abzuhängen. Das Überziehen der Kugeln mit einer dünnen Glycerinschicht vergrößert die Zwischenzeit nicht merklich, schützt dagegen gegen Reifbildung ausgezeichnet. *Riese.*

H. Hergesell und P. Duckert. Die Ergebnisse der Sprengungen zu Forschungszwecken in Deutschland vom 1. April 1923 bis zum 30. September 1926. *Arb. Aeronaut. Obs. Lindenberg* **16**, B, 55 S., 1930. § 1. Geschichte der Forschungsarbeiten. § 2. Sprengungen vom 1. Mai 1923 bis zum 30. September 1926 (kurze Aufstellung). § 3. Das Ohrbeobachtungsnetz der Kommission (kurze Angaben). § 4. Die Registrierstationen und ihre Instrumente (kurze Instrumentbeschreibungen). § 5. Registrierung der Erdwellen (nur kurze Bemerkung). § 6. Das gesammelte Material (ausführliche Tabellen). § 7. Ergebnisse aus dem vorliegenden Material (mit Karten der Hörbarkeitszonen). § 8. Die Laufzeitkurven a) des normalen Schalles, b) des anormalen Schalles (mit einer Figur). § 9. Das Material aus den Hörbeobachtungen. § 10. Der Einfluß des Wetters auf die Hörzonengestaltung (mit Figuren). § 11. Zusammenfassung. 108 Nummern Literatur. *K. Jung.*

H. Hergesell und P. Duckert. Die Ergebnisse der Sprengungen zu Forschungszwecken in Deutschland vom 1. Oktober 1926 bis zum 31. März 1929. *Arb. Aeronaut. Obs. Lindenberg* **16**, D, 32 S., 1930. § 1. Einleitung. § 2. Sprengungen vom 1. Oktober 1926 bis zum 31. März 1929 (kurze Aufstellung). § 3. Der Mitarbeiterkreis der Kommission. § 4. Die Meßgeräte (kurze Bemerkung). § 5. Das gesammelte Material (ausführliche Tabellen). 67 Nummern Literatur. *K. Jung.*

Drehwaagemessungen im Ries bei Nördlingen. I. A. Bentz. *Geologische Einführung. ZS. f. Geophys.* **7**, 1—6, 1931, Nr. 1/2.

Drehwaagemessungen im Ries bei Nördlingen. II. Karl Jung. Die Messungen und ihre Ergebnisse. ZS. f. Geophys. 7, 6—21, 1931, Nr. 1/2. Im Herbst 1928 wurden mit einer kleinen Gepege-Drehwaage Messungen im Zentrum des Rieskessels bei Nördlingen ausgeführt. Die Ergebnisse zeigen befriedigende Übereinstimmung mit den in den Jahren 1897, 1922 und 1926 vorgenommenen Pendelmessungen der Bayerischen Geodätischen Kommission. Die Zunge, die das nördlich vom Ries gelegene Schwereminimum nach Süden ausstreckt, fällt mit dem von Haussmann gemessenen Minimum der magnetischen Vertikalintensität im Rieszentrum zusammen. Es gelingt, unter verschiedenen Annahmen über den Dichteunterschied die im Rieszentrum fehlenden Massen zu bestimmen und Lage und Ausdehnung des zentralen Sprengtrichters, dessen Bildung als erste Ursache der Entstehung des Rieskessels angesehen wird, in großen Zügen anzugeben. Der Sprengtrichter ist wahrscheinlich etwa $1\frac{1}{2}$ km tief und steigt im Westen, Süden und Osten mit einem Böschungswinkel von 10 bis 15° an. Im Norden konnte der entsprechende Schwereanstieg nicht festgestellt werden. Von den beiden in Dürrenzimmern gemessenen Schwereintensitäten, die erheblich voneinander abweichen, ist nach den Drehwaagemessungen der Wert in Station Dürrenzimmern II richtig. Die übersichtliche geologische Einführung wird auch dem Physiker willkommen sein.

K. Jung.

J. H. Webb. Potential due to a buried sphere. Phys. Rev. (2) 37, 292—302, 1931, Nr. 3. Zur Lagenbestimmung unterirdischer Einlagerungen, insbesondere von Metallerzen, bedient man sich elektrischer Methoden, bei denen die im Vergleich zum übrigen Erdreich gute Leitfähigkeit derselben benutzt wird. Im Hinblick darauf wird das Problem der von einem Halbkugelerder (Radius a_1) ausgehenden Potentialverteilung untersucht, wenn im homogenen Erdreich in der Tiefe $h/2$ eine besser leitende Kugel (Leitfähigkeitsverhältnis k) vom Radius $a \gg a_1$ eingebettet liegt. Das entsprechende Problem für einen halbleitenden Vollraum wird durch Entwicklung nach einfachen Kugelfunktionen unter Beachtung der Stetigkeitsbedingungen an der Kugeloberfläche gelöst. Hier im Falle des Halbraumes kommt die Grenzbedingung an der Erdoberfläche hinzu, wo die Feldlinien tangential verlaufen. Man genügt ihr durch Einführung einer an dieser gespiegelten Hilfskugel. Die gegenseitige Beeinflussung der beiden Kugeln kompliziert das Problem, das durch Reihenentwicklung nach allgemeinen (zugeordneten) Kugelfunktionen unter Benutzung einer speziellen Transformation zwischen den auf die beiden Kugeln bezogenen Kugelfunktionssystemen gelöst wird. Gleichzeitig wird ein Näherungsverfahren angegeben. Als praktisches Beispiel wird für $k = 10$ der Einfluß des Verhältnisses $2a/h$ auf das Potential des Erdoberflächenpunktes über der Kugelmitte berechnet, wobei die horizontale Entfernung des Erders $a/\sqrt{3}$ beträgt. Dabei zeigt sich, daß die Näherungsberechnung (dritte Näherung) nur bis etwa $2a/h \sim 0,6$ brauchbar ist, darüber aber die strenge Berechnung erforderlich ist.

Baerwald.

Geophysikalische Berichte

Otto Baschin. Die Südpolarforschung im Sommer 1929—1930. Naturwissenschaft. 19, 333—341, 1931, Nr. 16.
H. Ebert.

V. Conrad. Bericht über E. Kidsons Britische antarktische Expedition (Shackleton) 1907 bis 1909. Meteorol. ZS. 48, 97—99, 1931, Nr. 3. Der Bericht behandelt ein Werk von E. Kidson über die von E. H. Shackleton auf der Nimrod in den Jahren 1907 bis 1909 unternommene antarktische Expedition. Aus dem 188 Seiten umfassenden Band sind die Daten über die wichtigsten klimatischen Elemente exzerpiert. Die Resultate bestätigen im wesentlichen die, die G. C. Simpson bei seiner Bearbeitung der Scott-Expedition erhalten hat. Bezüglich des täglichen Ganges der Temperatur und des Wellenregimes der Antarktik bestehen zwischen dem Verf. und Simpson ziemlich weitgehende Meinungsverschiedenheiten.
Conrad-Wien.

W. Stern. Über Größe und Tiefenwirkung der kapazitiven Beeinflussung eines Leiters durch eine Dishomogenität des Untergrundes. Ein registrierendes Meßgerät. ZS. f. Geophys. 7, 166—174, 1931, Nr. 3/4. Zur Bestimmung der Tiefe leitender Schichten im Erdboden wurde ein Verfahren ausgearbeitet, das den Einfluß einer solchen Schicht auf die Kapazität eines parallel zu ihr sich erstreckenden Leiters zur Messung benutzt. Das zu diesem Zweck entwickelte registrierende Meßgerät, das auf das bekannte Überlagerungsverfahren begründet ist, und das Kapazitätsänderungen bis auf $\pm 10^{-4}$ cm zu messen gestattet, wird ausführlich beschrieben. Größe und Sinn der Kapazitätsänderung eines linearen zylindrischen Leiters als Funktion der Entfernung einer Dishomogenität der elektrischen Leitfähigkeit oder Dielektrizitätskonstante seiner Umgebung werden experimentell untersucht, wobei sich ergab, daß die der Auswertung bisher zugrundegelegte theoretische Beziehung den wahren Verhältnissen nicht genügt. Für das den gewonnenen Diagrammen zugrundeliegende Gesetz konnte jedoch kein strenger mathematischer Ausdruck gefunden werden. Die maximale Tiefenwirkung, die zur $1\frac{1}{2}$ -fachen Länge des Leiters ermittelt wurde, kann bis jetzt zu 150 m angegeben werden.
v. Steinwehr.

W. Kolhörster. Aufnahmen von Gleichstromfunken mit Mehrfachkamera. Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 11, 46, 1930, Nr. 3. Mit zwei Mehrfachkammern, die zwölf Aufnahmen mit einer Zeitfolge von $\frac{1}{10000}$ sec zu machen gestatten, sind Überschlüge einer Stoßfunkenstrecke zwischen Kugeln und Spitze—Platte photographiert worden. Sie zeigen viele Einzelheiten über den Funkenverlauf, insbesondere, daß der Funke unter deutlicher Spiralbildung erlischt. Die Instrumente sollen zu Blitzaufnahmen verwendet werden.
Kolhörster.

E. Lancaster-Jones. Searching for minerals with scientific instruments. Journ. scient. instr. 8, 34—44, 1931, Nr. 2. Der Vortrag, dessen Niederschrift vorliegt, wurde auf der 21. Jahrestagung der englischen Physikalischen und Optischen Gesellschaften gehalten und behandelt die Frage der Aufsuchung von Bodenschätzen mit Hilfe wissenschaftlicher Instrumente. Entsprechend dem breiten Hörerkreis ist die Beschreibung der gegenwärtig in der Hauptsache verwendeten Instrumente allgemein gehalten. Im einzelnen werden die gravimetrischen, magnetischen, seismischen und elektrischen Methoden besprochen und dazu bestimmte Instrumente englischer Bauart, die zum Teil abgebildet sind, kurz erläutert.
W. Keil.

G. Fanselau und M. Grotewahl. Vorläufiger Bericht über den von der Carnegie-Institution gestifteten Bidlingmaierschen Doppelkompaß. S.-A. Terr. Magn. and Atmosph. Electr. **35**, 225—226, 1930, Nr. 4. Die Verff. suchten ein für Messungen der Horizontalintensität an Bord eines Luftschiffes brauchbares Gerät zu schaffen, das sie in dem Bidlingmaierschen Doppelkompaß fanden, an dem sie Verbesserungen anbrachten. Letztere bestanden darin, daß zur Beseitigung der Ungenauigkeiten der Entfernungseinstellung drei feste, mittels geeigneter mechanischer Mittel jederzeit genau realisierbare Entfernungen vorgesehen werden. Diese sind so gewählt, daß die Meßbereiche sich überlappen und die durchschnittliche Empfindlichkeit 100γ für 1° Spreizungswinkel beträgt und außerdem den Verhältnissen, die auf der geplanten Polarfahrt des Luftschiffes Graf Zeppelin herrschten, Rechnung getragen wird. Zur Veränderung der Meßbedingungen im Laboratorium wurde nach Angaben von Fanselau ein Spulenaggregat zum Doppelkompaß gebaut, das für den Raum der Kompaßrosen ein bis auf 10γ homogenes Feld herzustellen gestattet. *W. Keil.*

Yosio Kató and Saemon-Taro Nakamura. On the Piezo-electric Accelerometer and its Use in the Measurement of the Velocity of the Elastic Waves Produced by Artificial Shocks. Sc. Rep. Tôhoku Imp. Univ. **19**, 761—772, 1931, Nr. 6. Die Masse des Seismographen (10,346 kg) ruht mit einem Teil ihres Gewichtes auf zwei Quarzplatten, die parallel zur optischen und senkrecht zu einer der elektrischen Achsen geschnitten sind. Die Belastungsänderungen bei Schwingungen der Masse rufen piezoelektrische Spannungen hervor, die nach geeigneter Verstärkung mit einem Edelmann-Galvanometer gemessen werden. Die Periode des Galvanometers ist $\frac{1}{200}$ sec. Die erreichte Vergrößerung betrug $V = 7,7 \cdot 10^6$ bei Perioden der Bodenbewegung von 1 sec und $V = 1,0 \cdot 10^{10}$ bei Perioden von $\frac{1}{50}$ sec. Mit diesem Instrument wurde die Geschwindigkeit der longitudinalen und transversalen Bewegung an der Erdoberfläche bestimmt (403 und 197 m/sec), und es wurden Registrierungen der mikroseismischen Bodenbewegung vorgenommen. *K. Jung.*

R. H. Field. The aneroid barometer and altimeter. Their characteristics and use in mapping. With an Appendix: The field use of the aneroid barometer, by G. C. Cowper. Dep. of the Interior, Canada. Topograph. Survey Bull. Nr. 63, 36 S., 1931. Der Bau von Aneroidbarometern wird beschrieben. Die Fehler dieser Instrumente werden aufgezählt und Hinweise für ihre Beseitigung gegeben. Dabei wird vor allem eine neue Art des Verschließens der Kapsel erwähnt, wodurch die Nachwirkung wesentlich verringert wird. Es folgt eine Beschreibung der Justierung und Eichung. Daran schließen sich allgemeine Betrachtungen über die Höhenskale und die Verwendung der Aneroide als Höhenmesser. Im Anhang gibt G. C. Cowper eine Anweisung für den Gebrauch dieser Instrumente bei Feldvermessungen. Auf die Notwendigkeit einer Eichung solcher Instrumente wird besonders hingewiesen. Als internationale Standardhöhenformel wird angegeben:

$$\frac{p_Z}{p_0} = \left(\frac{288 - 0,0065 Z}{288} \right)^{5,256},$$

p_Z der Luftdruck in der Höhe Z (in Meter) und p_0 der in der Höhe 0; Ausgangstemperatur 15°C . Temperaturgradient $\vartheta_Z = 15 - 0,0065 Z$, wo ϑ_Z die Temperatur in der Höhe Z ist. Diese Formel soll bis 11000 m verwendet werden.

H. Ebert.

E. Kleinschmidt. Über die Formänderung der Bourdonbarometer, der Bourdonthermometer und der Bimetallthermometer. Beitr. z. Phys. d. fr. Atm. 17, 227—234, 1931, Nr. 3. Verf. gibt eine zusammenfassende Darstellung der für die Formänderung der Bourdonbarometer und -thermometer, sowie der Bimetallthermometer der aerologischen Instrumente maßgebenden Faktoren. Die Behandlung theoretisch in aller Strenge durchzuführen, stößt auf mannigfaltige Schwierigkeiten, es werden daher Näherungsformeln angegeben und näher diskutiert. Der Hauptunterschied der Darstellung von einer Reihe bereits bekannter Arbeiten über dasselbe Problem besteht in der exakteren Erfassung der elastischen Kräfte und in der Berücksichtigung der Widerstände, die die Materialien infolge von Profilgebungen usw. den Biegungen entgegensetzen. Die günstigsten Dimensionsverhältnisse der Instrumente werden getrennt nach Maximalempfindlichkeit der Anzeiger — also nach größtem Ausschlag — und auch nach der Größe der erforderlichen Stellkräfte angegeben. Hiernach lassen sich für die verschiedensten Spezialbedürfnisse die verschiedenen Konstruktionsdaten der Instrumente ableiten.

P. Duckert.

W. Mörikofer. Zur Bioklimatologie der Schweiz. Erster Teil: Die atmosphärische Luft, ihre Bestandteile und deren biologische Bedeutung. S.-A. Schweiz. Medizin. Jahrbuch 1931, 15 S.

H. Ebert.

Joh. Grunow. Untersuchungen über die Gleichförmigkeit des Umlaufs von Schalenkreuzanemometern. ZS. f. Instrkde. 51, 144—151, 1931, Nr. 3. Es wird über das Ergebnis der durch die Überschrift gekennzeichneten in der Hauptsache sich auf Kontaktanemometer beziehenden Untersuchungen berichtet. Die Ungleichförmigkeit des Umlaufs von Schalenkreuzanemometern wird in erster Linie auf unzuweckmäßig gebaute Kontakte zurückgeführt, deren Mechanismus den Lauf des Schalenkreuzes ungleichmäßig beeinflusst.

W. Keil.

J. Jaumotte. Un nouveau météorographe pour ballon-sonde. Mémoires de l'Inst. roy. météorol. de Belgique 3, 1931. Verf. beschreibt einen neuen Registrierballon-Meteorographen, der bei einem Gewicht von nur 15 g (mit Aufhängung und Schutzkasten 40 g) und sehr geringem Preise für die Aerologie sehr wichtig werden kann, weil er gehäufte Untersuchungen erlaubt, die bisher an dem Preis des einzelnen Aufstieges scheiterten. Die Einzelheiten der Konstruktion werden erläutert und begründet.

W. Keil.

J. A. C. Teegan and G. R. Rendall. Integration of Sunlight in the tropics. Nature 125, 447, 1930, Nr. 3151. Atkins und Poole (Proc. Roy. Dublin Soc. 19, 159) messen den Strom einer Photozelle durch die Menge des Metalls, die er elektrolytisch auf einer Kathode niederschlägt. Auf diese Art wurde die mittlere Helligkeit eines klaren sonnigen Novembertages in Dublin mit 10000 Lux bestimmt. Mit Hilfe einer etwas modifizierten Apparatform, die an anderer Stelle beschrieben werden soll, wurden ähnliche Untersuchungen in Rangoon (Hinterindien, zrk. 17° N, q 6° E) in einer Woche Anfang November ausgeführt. Die Helligkeit war von einem Tag zum nächsten recht variabel. Bei dem in Verwendung stehenden Apparat entsprach ein Niederschlag von $8,81 \cdot 10^{-10}$ g Kupfer einer mittleren Helligkeit von 500 Lux per Sekunde. Die Helligkeit wurde täglich über einen Zeitraum von 6 Stunden summiert. An lichten, sonnigen Tagen wurden $9,9$ bis $12,4 \cdot 10^{-3}$ g niedergeschlagen, was einer mittleren Helligkeit von 25000 bis 325000 Lux entspricht. Ein Tag mit wechselnder Bewölkung ergab 4,9 mg bzw. eine mittlere Helligkeit von 125000 Lux, ein besonders trüber Tag hatte

60000 Lux. In England kommt einem heiteren Sommertag eine mittlere Helligkeit von 50000 Lux zu. Die Methode soll noch weiter verbessert werden, so daß es einerseits möglich wird, über kleine Zeitabschnitte zu messen, andererseits die zeitraubende und mühevollen chemische Analysen vermieden werden. *Conrad-Wien.*

G. Tammann. Die Änderungen der chemischen Zusammensetzung in der Erde. *S.-A. Handb. d. Experimentalphys.* 25, [2], 1—28. Leipzig, Akad. Verlagsges., 1931. *Scheel.*

F. Paneth. Über die Zuverlässigkeit der „Heliummethode“ und über das Alter von Eisenmeteoriten. *Naturwissenschaft.* 19, 164—165, 1931, Nr. 7. Gediegene Metalle geben auch bei 1000° noch keinen wesentlichen Bruchteil ihres Heliumgehalts ab. Dies in Verbindung mit der hohen Empfindlichkeit und Genauigkeit der Heliummessung läßt die Altersbestimmungen der 26 Eisenmeteorite, die mitgeteilt werden (100 bis 2800 Millionen Jahre), besonders zuverlässig erscheinen. Die Bleimethode wäre hier wegen des tausendfachen Überwiegens von gewöhnlichem Blei über das radioaktive unanwendbar. Die angegebenen (Maximal-) Werte des Alters dürften mit Rücksicht auf das noch nicht bestimmte Thorium um 10 bis 20% zu verringern sein. *Kirsch.*

Charles Snowden Piggot. Radium in rocks. I. The radium content of some representative granites of the eastern seaboard of the United States. *Sill. Journ.* (5) 17, 13—34, 1929, Nr. 97. Prinzip der Methode: Etwa 25 g pulverisiertes Gestein werden mit KNaCO_3 gemischt, 1 Stunde zur Vertreibung von Feuchtigkeit erwärmt, dann in geschlossenem Ofen geschmolzen; ein CO_2 -Strom führt die entbundenen Gase (+ Emanation) über NaOH , wo das CO_2 entzogen wird, in ein Sammelgefäß; zuletzt wird die Apparatur mit Luft durchgespült und alles in die vorher evakuierte Ionisationskammer geworfen und nach 3 bis 4 Stunden gemessen. Eichung mittels der Schmelze zugesetzter zugeschmolzener Kölbchen mit kleinen bekannten Radiummengen. Ergebnisse: Sieben repräsentative Granite aus dem Osten der Vereinigten Staaten ergaben die bzw. Ra-Gehalte 4,83, 0,66, 1,45, 1,94, 0,38, 0,96, 3,74 $\cdot 10^{-12}$. Bei einem Granit wurde festgestellt: Die schweren Mineralbestandteile enthalten relativ mehr Ra als die leichten; ein Teil des Ra kann mit heißem Wasser ausgelaugt werden; nur ein Teil sitzt im Innern der Mineralindividuen, die übrige Aktivität scheint in den Zwischenräumen lokalisiert zu sein. *Kirsch.*

Charles Snowden Piggot. Radium in rocks. II. Granites of eastern North America from Georgia to Greenland. *Sill. Journ.* (5) 21, 28—36, 1931, Nr. 121. Die Wiederholung der Eichung und der Ra-Bestimmung an den in Teil I untersuchten sieben Graniten ergab um ein Viertel und mehr verkleinerte Werte. Außerdem wurden weitere elf Gesteine aus Labrador, Baffinland und Grönland, darunter auch Gabbros gemessen. Das Mittel des Ra-Gehalts für sämtliche untersuchten Gesteine unter Ausschluß der zwei stärksten Granite von Georgia und Maine beträgt 0,9 $\cdot 10^{-12}$. *Kirsch.*

J. Tillmans und P. Hirsch. Über ein wahres Maß der Aggressivität natürlicher Wässer. *ZS. f. anorg. Chem.* 197, 182—188, 1931, Nr. 2. Die Teilung der freien Kohlensäure natürlicher Wässer in zugehörige und aggressive Kohlensäure ist nicht chemisch begründet und kann nur rechnerisch auf Grund des Kalk-Kohlensäuregleichgewichts ermittelt werden. Für deren Ermittlung wurden Kurvenscharen aufgestellt, da das experimentell bestimmbare $[\text{H}']_{ag}$ kein wahres Maß der Aggressivität natürlicher Wasser darstellt. *Brückner.*

H. Schmehl und K. Jung. Figur, Schwere und Massenverteilung der Erde. S.-A. Handb. d. Experimentalphys. 25 [2], 139—357. Leipzig, Akad. Verlagsge., 1931. *Scheel.*

J. Koenigsberger. Über die Mittelung von Gradienten und Krümmungswerten und die Anwendung einer Undulationsmethode auf Schwerkraftmessungen. *Ergänzungshefte f. angew. Geophys.* 1, 293—297, 1931, Nr. 3. Um die beobachteten Werte des horizontalen Gradienten der Schwerkraft von störenden, zufälligen Einflüssen (Inhomogenität des Bodens und Instrumentenfehler) zu befreien, wird eine Zusammenfassung von drei bis fünf (n) Gradienten benachbarter Beobachtungspunkte empfohlen; diese werden nach dem Vektorpolygon addiert und die Resultierende durch n dividiert. Die Lage des Punktes, auf den sich der so gefundene Mittelwert bezieht, wird bestimmt wie der Schwerpunkt von n gleichen Massen. Auf die gleiche Art wird ein Gesamtwert des Gradienten über größere Strecken gefunden, der z. B. mit dem aus Pendelbeobachtungen berechneten übereinstimmen soll. Das Problem, die Lage und Größe der störenden Massen zu finden, die bestimmte Gradientenwerte verursachen, ist mathematisch unbestimmt; in der Natur sind aber die Oberflächen der Massen nicht glatt, sondern zeigen Ein- und Ausbuchtungen. Letztere geben, wenn ihre Ausdehnung einen, verglichen mit der Tiefe kleinen Betrag nicht überschreitet, Wellungen der Isogammen. Die Ausdehnung der Wellungen, die statistisch ungefähr ermittelt werden kann, gibt die Tiefe der Grenzfläche, in der sich die Ein- und Ausbuchtungen befinden. Es liegt dem eine analoge Erscheinung zugrunde, wie in der Wellentheorie; die Durchmesser und Gestalt der Beugungsscheiben sind unabhängig von den Dimensionen des beugenden Teilchens.

Koenigsberger.

de Sparre. Au sujet du pendule de Foucault. C. R. 192, 320—321, 1931, Nr. 6. Der Ausdruck

$$-\omega \cdot \sin \lambda \left[1 - \frac{3}{16} \theta_0 (\theta_0 + \theta_p) \right] + \frac{\omega \cos \lambda \cos \varphi_0}{4_i} \theta_0^3;$$

gibt die mittlere Rotationsgeschwindigkeit ω der Schwingungsebene des Foucaultschen Pendels bis zum Ablauf der p ten Schwingung. Hierbei bedeuten θ_0 die Anfangsamplitude, θ_p die mittlere Amplitude der ersten p Schwingungen, λ die geographische Breite und φ_0 das Azimut der ersten Schwingung. *K. Jung.*

A. Belluigi. Determinazione gravimetrica di inomogeneità profonde incluse in più estese e diverse inomogeneità. *Ergänzungshefte f. angew. Geophys.* 1, 227—234, 1931, Nr. 3. Der Verf. untersucht analytisch den gravimetrischen Einfluß einer in der Tiefe liegenden asymmetrischen antiklinalen Formation, die sich nach einer Richtung ins Unendliche erstreckt, eine bestimmte Lage hat jedoch entweder einen prismatischen Kern mit einer horizontalen Fläche oder eine entsprechende Höhlung besitzt. Im Falle des Kerns kann die Dichte größer oder kleiner als die der Umgebung sein. Anschließend werden in einer graphisch-analytischen Untersuchung zusammenfassende Überlegungen angestellt, die helfen, aus der Betrachtung der Wendepunkte der beobachteten Gradienten profile Rückschlüsse auf die störende Ursache zu ziehen.

Koenigsberger.

John Joly. The Surface-History of the Earth. Second Edition, XVI u. 211 S. Oxford, at the Clarendon Press, 1930. Nach Joly verläuft die Geschichte der Erdkruste in Zyklen von je etwa 50 Millionen Jahren Dauer. Im jetzigen Zustand liegt die Sal-Kruste hydrostatisch eingestellt auf einer Simaschicht

von festem Aggregatzustand. Radioaktive Substanzen entwickeln Wärme. Die in der Kruste entwickelte Wärme entweicht nach außen, während die Wärme der Simaschicht, jedenfalls unter den Kontinenten, nicht nach außen entweichen kann und die Massen langsam zum Schmelzen bringt. Die hiermit verbundene Volumenvergrößerung bringt Zerrungserscheinungen in der Erdkruste und tieferes Eintauchen der Krustenschollen (Transgressionen) hervor, die Verflüssigung gibt Gelegenheit zum Auftreten von Konvektionsströmen und läßt die an der Kruste angreifenden Kräfte kontinentalverschiebend wirken. Hierdurch gerät das ursprünglich unter den Kontinenten gelegene Sima unter die Ozeanböden, und nun kann seine Wärme der geringeren Salbedeckung wegen langsam entweichen. Der Endeffekt ist eine Wiederverfestigung, verbunden mit Volumenverkleinerung und Gebirgsfaltung. Nachdem ungefähr der Anfangszustand erreicht ist, kann der Zyklus von neuem beginnen. Sechs solche Zyklen, zwei präkambrische und vier postkambrische, lassen sich nach Ansicht des Verf. in der Erdgeschichte nachweisen. Die Darstellung dieser Gedankengänge im Hauptteil des vorliegenden Buches ist leicht verständlich gehalten. Spezieller Interessierte finden eingehendere Ausführungen im Supplement. Auch ein Anhang mit kurzer Erläuterung der alphabetisch geordneten Fachausdrücke ist besonders zu erwähnen.

K. Jung.

J. H. J. Poole. The Theory of Geological Thermal Cycles. Nature **127**, 518, 1931, Nr. 3205. Eine Entgegnung auf das Referat von Prof. A. Holmes über J. Jolys Buch „Surface History of the Earth“. Das Referat von Holmes ist in der Zeitschrift „Nature“ **127**, 227, 1931 erschienen.

W. Schneider.

Arthur Holmes. The Theory of Geological Thermal Cycles. Nature **127**, 518—519, 1931, Nr. 3205. Einige Bemerkungen zu der vorstehenden Entgegnung von J. H. J. Poole.

W. Schneider.

W. Altberg und W. Troschin. Neue Formen des kristallinen Eises. Naturwissenschaft. **19**, 162—164, 1931, Nr. 7. Eis in Gestalt regelmäßiger Kristalle kommt in der Natur nur in Form von kleinsten Schneekristallen und in sehr seltenen Fällen auch in Form von Hagel mit gut ausgebildeten Seitenflächen vor. Die Versuche, künstlich große Kristalle im Laboratorium zu erhalten, haben nicht zum gewünschten Ergebnis geführt. Wahrscheinlich die einzige Stelle, wo zurzeit die Bedingungen für das Wachsen großer Eiskristalle erfüllt sind, ist die berühmte Eishöhle bei Kungur im westlichen Ural (Gouv. Perm), deren Temperatur um 0° C liegt. Dort finden sich Schneekristalle von Riesendimensionen, Eisblumen von noch nie gesehener Form und Größe. Es wurden in dieser Höhle eine ganze Kollektion Photographien dieser sehr schönen Eiskristalle hergestellt, von denen einige abgebildet sind. Neben tafelförmigen Gebilden überwiegen hauptsächlich komplizierte, dreidimensionale sechseckige Raumgebilde mit Spiralcharakter.

K. Steiner.

A. Morley Davies. An Unusual Ice Formation. Nature **127**, 340, 1931, Nr. 3201. Verf. berichtet von einer ungewöhnlichen Eisbildung nach einer Frostnacht in einem kleinen Metallbassin von 10 Zoll Durchmesser und 2 Zoll Wassertiefe im Zentrum. Das Eis bildete eine feste Masse von nicht weniger als 1 Zoll und nicht mehr als 1½ Zoll Dicke im Maximum. Strömte warmes Wasser in das Bassin, so schmolz das Eis an den Rändern und die Eisschicht ließ sich leicht herausheben. Verf. geht nun auf die eigentümliche Form der Eisschicht ein (vom Zentrum der gebildeten Rose aus lief eine Eissäule in Form eines dreiseitigen

Prismas aus usw.) und äußert seine Mutmaßungen über die wohl möglichen Ursachen ihrer Bildung und die Zusammenhänge mit Temperatur, Ausdehnung und anderen Faktoren.

Blaschke.

Hans Cloos. Zur experimentellen Tektonik. Brüche und Falten. Naturwissensch. 19, 242—247, 1931, Nr. 11. In den Naturwissensch. 1930, S. 741 und in der Geologischen Rundschau 1930, S. 353 hat der Verf. gezeigt, wie man die Gebirge der Erde im kleinen ähnlich nachbilden und ihre Bildungsvorgänge im Experiment untersuchen kann. Im Anschluß an die beiden eben genannten Arbeiten behandelt der Verf. die Nachbildung der Verwerfung und der Querbrüche in Faltengebirgen.

W. Schneider.

E. Wanner. Geschwindigkeit und Phasen der Erdbebenwellen im Alpengebiet. Vierteljahrsschr. d. naturf. Ges. Zürich 75, 195—210, 1930, Nr. 3/4. In einer Zone, die sich mit den Alpen vom Golf von Genua bis gegen Wien hin zieht, ist die auf Meeresniveau reduzierte Intensität der Schwere geringer als in den Tiefebene. Um die Schwereanomalie zu erklären, sind von geologischer Seite eine ganze Reihe von Versuchen gemacht worden. Die vorliegende Arbeit soll dazu beitragen, den ganzen Fragenkomplex von der seismischen Seite aus anzugreifen. Die bisherigen seismischen Beobachtungen haben für Mitteleuropa Geschwindigkeiten von 5,4 bis 5,6 km/sec für die Longitudinalwellen ergeben. Bei Steinbruchsprengungen in der Nähe von Göttingen hat Wiechert in der Granitschicht Geschwindigkeiten von 5,7 bis 6,2 km gefunden. In den Alpen sind dagegen Geschwindigkeiten der Longitudinalwellen von 4,8 bis 5,5 km/sec festgestellt worden. An Hand neuere Beobachtungen berechnet der Verf. die Geschwindigkeit der Longitudinal- und auch Transversalwellen. Er hat hierzu die seismischen Registrierungen von Stationen verwendet, die zum Teil in den Alpen und zum Teil außerhalb der Alpen liegen. Für das Vispertalbeben am 15. April 1924 findet der Verf., daß die Einsatzzeiten angenähert folgenden Gleichungen genügen:

$$\frac{\Delta}{7,79} + 34,7 \text{ sec} = T_{P_n}; \quad \frac{\Delta}{5,86} + 31,2 \text{ sec} = T_{\bar{P}},$$

$$\frac{\Delta}{4,59} + 40,0 \text{ sec} = T_{S_n}; \quad \frac{\Delta}{3,49} + 31,8 \text{ sec} = T_{\bar{S}}.$$

$T_{\bar{P}}$ = Einsatzzeit für longitudinale Wellen, die die Granitschicht passiert haben.

T_{P_n} = Einsatzzeit für longitudinale Wellen, die tiefere Schichten passiert haben.

Entsprechendes gilt für die Einsatzzeiten der Transversalwellen \bar{S} und S_n .

Δ = Herddistanz. Für das Beben am 1. März 1929 bei Yverdon gelten für die

\bar{P} - und \bar{S} -Wellen folgende Gleichungen:

$$\frac{\Delta}{5,75} - 0,2 \text{ sec} = T_{\bar{P}}; \quad \frac{\Delta}{3,47} + 0,7 \text{ sec} = T_{\bar{S}}.$$

Die Abweichungen der tatsächlich beobachteten Einsatzzeiten gegenüber den aus den obigen Gleichungen berechneten sind zwar bei den Alpenstationen im positiven Sinne etwas größer als bei den anderen Stationen, jedoch sind die Differenzen so klein, daß sie nicht über die Zeitgenauigkeit der Beobachtungen hinausgehen. Weiter sind vom Verf. die in der Schweiz häufigen lokalen Erdstöße zur Ermittlung der Geschwindigkeit der Erdbebenwellen herangezogen worden. Die ermittelten Geschwindigkeiten der \bar{P} -Wellen liegen zwischen 5,72 und 6,07 km/sec, stimmen also sehr gut mit den Göttinger Werten überein. Zum Schluß geht der Verf.

noch auf die verschiedenen Einsätze der longitudinalen Wellen ein und diskutiert ihre geologische Deutung. Eine Reihe von schönen Erdbebendiagrammen sind wiedergegeben. *W. Schneider.*

S. W. Visser. Earthquakes and Tides. Proc. Amsterdam **34**, 142—147, 1931, Nr. 1. Auf eine Anfrage aus Amahei auf Ceram, ob der Glaube der Bevölkerung, daß Erdbeben sich nur zur Zeit der Ebbe ereigneten, den Tatsachen entspräche, hat der Verf. die in den Jahren 1914 bis 1919 in der Nähe von Amahei stattgefundenen Erdbeben näher untersucht. Er stellte dabei fest, daß in der Zeit von 2 bis 3 Stunden nach der Ebbe sich die meisten Erdbeben ereignet haben. Der Verf. untersuchte dann weiter, ob die Erdbeben, die von der vulkanischen Tätigkeit des Krakatau verursacht und in Batavia registriert wurden, irgendeinen Zusammenhang mit den Gezeiten zeigen. Hierbei ergab sich, daß die Zahl der Erdbeben jedesmal zur Zeit der Ebbe am stärksten war. Die Untersuchung der Erdbeben wurde nun auf drei weitere Orte erstreckt. Das Ergebnis dieser Untersuchungen ist in Tabellen und graphischen Darstellungen niedergelegt und es zeigt, daß die Häufigkeit der Erdbeben ausgesprochene Maxima entweder bei steigendem oder bei fallendem Wasser hat. Der Verf. findet folgende Regeln bestätigt: Wird durch die tektonischen Veränderungen, die als Ursache für die Erdbeben angesehen werden müssen, ein Heben der Küste verursacht, so hat die Häufigkeit der Erdbeben bei steigendem Wasser ein Minimum, weil nämlich in diesem Falle das steigende Wasser den tektonischen Veränderungen entgegenzuwirken sucht. Bei fallendem Wasser hat die Häufigkeit der Erdbeben ein Maximum. Wird durch die tektonischen Veränderungen ein Sinken der Küste verursacht, so tritt bei steigendem Wasser ein Maximum an Erdbeben auf. Diese Regeln gelten nur für Erdbeben mit geringer Herdtiefe. Die von E. Tams angestellten Untersuchungen über die durch Gezeiten verursachten Periodizitäten von Erdbeben beziehen sich auf eine große Zahl von Erdbeben während einer langen Zeit und auf Erdbeben, die an den verschiedenen Orten stattgefunden haben. Tams hat keine Beeinflussung der Bebenhäufigkeit durch Gezeiten gefunden. Die Untersuchungen des Verf. beziehen sich auf Erdbeben, die in relativ kurzer Zeit sich an demselben Orte ereigneten. Das Ergebnis von Tams und das des Verf. können also nebeneinander bestehen, ohne sich zu widersprechen.

W. Schneider.

Mihallovitch Jélenko. Deux catastrophes séismiques en novembre 1930 et janvier 1931 en Albanie. C. R. **192**, 632—634, 1931, Nr. 10. Es werden die geologischen Verhältnisse der Zentren der beiden Erdbeben, die sich im November 1930 und Januar 1931 in Albanien ereignet haben, angegeben, und es wird kurz über die mechanischen Wirkungen der beiden Erdbeben berichtet. Als Ursache der beiden Beben nimmt der Verf. tektonische Veränderungen an. Hinsichtlich der Ursache sollen zwischen den beiden Erdbeben Zusammenhänge bestehen.

W. Schneider.

Mihallovitch Jélenko. Grande catastrophe séismique du 8 mars 1931 en Yougoslavie méridionale. C. R. **192**, 759—761, 1931, Nr. 12. Es werden die geologischen Verhältnisse des Herdes des am 8. März 1931 in Jugoslawien stattgefundenen Erdbebens mitgeteilt, und es wird über den Verlauf und die mechanischen Wirkungen des Erdbebens berichtet. Die Herdtiefe wird zu 45 km, die Geschwindigkeit der *P*-Wellen zu 7,95 km/sec und die Energie der bewegten Erdmassen zu 460 Milliarden Kilogramm angegeben.

W. Schneider.

E. Tams, nach H. Renqvist. Die Erdbeben Finnlands. ZS. f. Geophys. **7**, 145—149, 1931, Nr. 3/4.

Scheel.

Otto Meissner. Über die tägliche und jährliche Periode der mikro-seismischen Bewegung in Eskdalemuir und Kew. ZS. f. Geophys. 7, 193–195, 1931, Nr. 3/4. *Scheel.*

E. Krenkel. Die deutschen Erdöllagerstätten. Naturwissensch. 19, 313–320, 1931, Nr. 15. *H. Ebert.*

Hans Reek. Der Merapi-Vulkan auf Java und sein Ausbruch im Dezember 1930. Naturwissensch. 19, 369–373, 1931, Nr. 18. Der Verf. vergleicht die Vulkantätigkeit von Europa mit der von Asien, speziell mit der von Niederländisch-Indien. In Europa ist die Vulkantätigkeit ziemlich erlahmt und macht sich nur noch in geringem Maße in Südeuropa bemerkbar. In Niederländisch-Indien dagegen ist die Vulkantätigkeit unvergleichbar stärker als in Südeuropa. Der Grund hierfür liegt in der Bewegung der Erdkrustenteile, die als Ursache für die Vulkantätigkeit angesehen wird und die in Asien viel stärker ist als in Europa. Der Verf. gibt dann einen Überblick über die Geschichte des Merapi und charakterisiert seinen Tätigkeitstypus. Charakteristisch für die Tätigkeit des Merapi ist die Ungefährlichkeit und Bedeutungslosigkeit der bei den meisten Vulkanen gefürchteten Explosionen und Lavaergüsse. Charakteristisch ist ferner für ihn „der Wechsel von langsamer Füllung und Überwucherung seines Kraters durch einen zähen Lavafropfen, der zu hoher Felsspitze über ihn hinauswächst, bis er schließlich zusammenstürzt“. Diese Gipfelzerstörung hat sich im vorigen Jahrhundert dreimal vollzogen. Der letzte Ausbruch kam völlig überraschend am 18. Dezember 1930. Im April 1930 war durch Seismographen eine große Unruhe des Merapi bemerkt worden. Am 23. November 1930 machte sich die erste sichtbare Erregung des Berges bemerkbar. Auf beide Vorzeichen folgte wieder Beruhigung, bis dann am 18. Dezember 1930 die Katastrophe überraschend hereinbrach. Es werden noch Einzelheiten über den Ablauf des Ausbruchs berichtet. Die Beobachtungen des jetzigen Ausbruchs in Verbindung mit den früher gemachten lassen erkennen, daß man in Zukunft die durch neue Ausbrüche am stärksten bedrohten Stellen vorausbestimmen kann. *W. Schneider.*

Noel H. Stern. Depth Finding by Magnetic Triangulation. Engineering and Mining Journ. 129, Nr. 8. Verf. diskutiert die bekannte für einen punktförmigen Dipol geltende Regel, wonach die durch eine Einlagerung verursachten induzierten magnetischen Zusatzkräfte vektoriell dargestellt in diesem Dipol sich schneiden. Wenn die Einlagerung aber nicht klein ist, verglichen mit ihrer Tiefe, so schneiden sich die Vektoren in verschiedenen Punkten, die auf der Oberfläche und auch unterhalb dieser in der Einlagerung liegen. An Peridotiten wird das nach Beobachtungen graphisch gezeigt. Die dadurch bedingten Fehler in der Tiefenbestimmung der Grenzoberfläche betragen in manchen Fällen 3% (können aber nach Ansicht des Ref. auch bis zu 15% und mehr gehen).

Koenigsberger.

Geo. B. Somers. Anomalies of vertical intensity. Correlation of the Anomalies of Vertical Intensity of the Earth's Magnetic Field with the Regional Geology of North America. Colorado School of Mines Magazine, August, September, October, November and December, 1930, and January and February, 1931. Der Verf. gibt eine sehr wertvolle Zusammenstellung der magnetischen Anomalien der Vertikalintensität von 1929 für die Vereinigten Staaten von Nordamerika auf ähnlicher Grundlage, wenn auch nicht so ausführlich, wie das A. Nippoldt für Europa durchgeführt hat, und ein Kärtchen der Vertikalisonormalen von Mexiko und Zentralamerika. Die positiven

Anomalien überwiegen stark: doch sind manche starke alleinstehende negative Extrema vorhanden, die man nur durch remanente Magnetisierung der Gesteine in umgekehrter Richtung wie das heutige Erdfeld erklären kann. Der Verf. gibt eingehend Rechenschaft, woher er seine Daten entnommen hat, versucht für die einzelnen Bundesstaaten geologische Deutungen der negativen Anomalien, wobei betont wird, daß (wie in Europa) die Zahl der Messungen noch zu gering ist, um ganz sichere Deutungen zu erlauben. In den Vereinigten Staaten gibt es zwei Sedimentgruppen, die magnetisch wirksam sind. Beide sind nicht weit von der kristallinen Basis entfernt. Dann werden noch etwa 15 weitere, besonders den Geologen interessierende Schlußfolgerungen gezogen.

Koenigsberger.

E. Yokoyama and T. Nakai. Effect of sun spots, terrestrial magnetism and meteorology on long-wave, long-distance radio reception. Res. Electrot. Lab. Tokyo Nr. 273, 33 S., 1929. (Japanisch mit englischer Zusammenfassung.) Beobachtungen der Empfangsstärke für weit entfernte Stationen auf langen Wellen in den Jahren 1926 bis 1928 werden diskutiert. Der Zusammenhang mit Sonnenflecken oder erdmagnetischen Erscheinungen ist nicht klar zu erkennen.

J. Bartels.

W. Brückmann. Le levé magnétique de la Suisse. Arch. sc. phys. et nat. (5) 12, 392—393, 1930, Nov./Dez. (C. R. Soc. Suisse de Géophys. St. Gallen, Sept. 1930). In dem Arbeitsplan des Meteorologischen Zentralinstituts in Zürich wurden in den letzten Jahren magnetische Vermessungen aufgenommen. Die bisher erhaltenen Vermessungsergebnisse werden erörtert. Etwas genauer wird auf die gefundenen Anomalien eingegangen.

Schmerwitz.

F. Schmid. Les idées actuelles sur la lumière zodiacale. Arch. sc. phys. et nat. (5) 12, 393—394, 1930, Nov./Dez. (C. R. Soc. Suisse de Géophys. St. Gallen, Sept. 1930). In der Frage, ob das Zodiakallicht ein optisches Phänomen ist, das sich in unserer Atmosphäre zuträgt, oder ein solches kosmischen Ursprungs, begründet der Verf. seine Stellungnahme zugunsten der ersten Ansicht. Zur einwandfreien Klärung werden jedoch noch eine Reihe weiterer Beobachtungen als notwendig erachtet.

Schmerwitz.

J. M. Stagg. Atmospheric Pressure and the State of the Earth's Magnetism. Nature 127, 402, 1931, Nr. 3202. Aus barometrischen Beobachtungen und erdmagnetischen Messungen werden Resultate erhalten, die auf eine bisher unbekannte Beziehung zwischen dem Charakter der täglichen Variation des Druckes und den magnetischen Sturm- und Ruhetagen hinweisen. Die mittleren täglichen Druckschwankungen an magnetisch ruhigen Tagen und die an Tagen mit magnetischen Störungen zeigen für einige größere Zeiträume zusammengefaßt jeweilig die gleichen Abweichungen. Und zwar ist das vormittägliche Maximum der täglichen Druckvariation an Tagen mit magnetischen Störungen kleiner, das nachmittägliche größer als an Tagen ohne Störungen. Die Jahre mit geringer Sonnenfleckenzahl zeigen diesen Zusammenhang ganz besonders deutlich.

Schmerwitz.

L. Éblé et J. Itié. Valeurs des éléments magnétiques à la Station du Val-Joyeux (Seine-et-Oise) au 1^{er} janvier 1931. C. R. 192, 690—691, 1931, Nr. 11. Die nachstehend für den 1. Januar 1931 angegebenen Werte der erdmagnetischen Elemente sind die Mittelwerte der Registrierungen der erd-

magnetischen Station Val-Joyeux in den Monaten Dezember 1930 und Januar 1931. Die in der zweiten Spalte angegebenen Werte sind die Differenzen gegenüber den Werten am 1. Januar 1930.

	Absolute Werte für den 1. Januar 1931	Änderung gegenüber dem 1. Januar 1930
Deklination	10° 54,5'	— 10,5'
Inklination	64° 42,3'	+ 1,4'
Horizontalkomponente	0,196 37 Gauß	+ 0,000 05 Gauß
Vertikalkomponente	0,415 53 "	+ 0,000 56 "
Nordkomponente	0,192 82 "	+ 0,000 16 "
Westkomponente	0,037 16 "	— 0,000 58 "
Totalintensität	0,459 58 "	+ 0,000 52 "

W. Schneider.

Theo Diekmann. Elektrogeophysikalische Feldmessungen mit niederfrequentem Wechselstrom. Ergänzungshefte f. angew. Geophys. 1, 255 – 285, 1931, Nr. 3. Die quantitative Messung der Intensitäten eines magnetischen Feldes von niederfrequentem Erdkurzschlußstrom in einem devonischen Schiefergebiet wird beschrieben. Für die zur Elektrodenlinie senkrechte Mittellinie, die eine Mulde überquert, wird die Größe der Komponenten, die Neigung des resultierenden Vektors und der Winkel der horizontalen Richtung des Magnetfeldes mit dem Schichtstreichen in Diagrammen dargestellt. Die Kurven zeigen eine vom Einfallen der Schichten abhängige Drehung des Magnetfeldes in der Horizontalebene und eine Umkehrung der Richtung der Vertikalkomponente H beim Überschreiten der Muldenachse, geben so ein Bild der Deformation des Strömungsfeldes durch den geologischen Bau. Die Intensität des Magnetfeldes der Zuleitung wird für verschiedene Elektrodenlagen und für gebirgiges Gelände in Tabellen aufgezeigt. Nach Eliminierung dieses Magnetfeldes und nach Einführung eines Bezugssystems, das vom Oberflächenrelief abhängig ist, erhält man Intensitätskurven als Grundlage für die Auswertung; die von der Zuleitung im Boden induzierten Wirbelströme und die vom Primärfeld induzierten Sekundärströme sind bei den angewandten niederfrequenten Wechselströmen zu vernachlässigen.

Koenigsberger.

David Stenquist. Étude des courants telluriques. Mem. Publ. par la Direction Gén. des Télégraphes de Suède, Heft 2, 17 S., 1930. Die tägliche Variation des normalen horizontalen Erdstromes zeigt auf Stationen nördlich 55° Breite folgende Eigenheiten: 1. Die Ströme sind Tag und Nacht ungefähr gleich. 2. Die Ströme haben ein Maximum und ein Minimum. 3. Die Ströme sind stärker im Sinne E–W als im Sinne N–S. Für die südliche Zone gilt: 1. Die Ströme sind tags stärker als nachts. 2. Die Ströme haben zwei Maxima und Minima. 3. Die Ströme sind im Sinne N–S stärker als im Sinne E–W. Der Verf. hat eine Zerlegung nach der Fourierreihe mit den beiden ersten *sin* und *cos* vorgenommen und gibt die Koeffizienten; dann werden für eine Anzahl schwedischer Stationen die täglichen Variationen aus umfangreichem Material graphisch dargestellt, und für die Nord- und Ostrichtung auf der Erde in Abhängigkeit der Länge und Breite die Amplituden dieser Variationen gegeben. Weiter folgen Zeichnungen des Vektors der täglichen Variation in verschiedenen Monaten für Haparanda und Lund, schließlich der Stromvektor der täglichen Variation im Jahresmittel und dann die Anzahl der gestörten Tage im Laufe eines Jahres für schwedische Stationen.

Koenigsberger.

H. J. de Boer. Een statistische theorie over snelle fading (II). Tijdschr. Nederl. Radiogen. 5, 57—67, 1931, Nr. 2. Eine Fortsetzung der Arbeit ebenda S. 1. Neben den Phasen- und Amplitudenvariationen in den Strahlen, welche die Antenne treffen, betrachtet Verf. nun auch die Variationen der Polarisations-ebene infolge des Erdmagnetismus. Wiederum unterscheidet er die Fälle, daß nur ein Strahl, daß zwei Strahlen und daß viele Strahlen die Antenne erreichen; dabei läßt er anfänglich die Amplitudenvariation außer Betracht, dann aber führt er dieselbe in die Rechnung ein. Zum Schluß behandelt Verf. den Fall, daß alle drei Variationen zu gleicher Zeit vorkommen. Dabei werden die Integrale immer schwerer zu berechnen und begnügt Verf. sich mit Schätzungen. Dann gibt er die Resultate einiger Versuche. Für die „prozentuale Streuung“ findet er immer Beträge von etwa 45 oder etwa 23 %. Für diese Erscheinung gibt Verf. eine mögliche Ursache an.

Kolkmeijer.

K. Kähler. Messungen der Anzahl der atmosphärischen Elektrizitäts-träger bei Niederschlägen. Gerlands Beitr. 27, 226—240, 1930, Nr. 2. Die in Potsdam errichtete Meßanordnung für Ionenzahlen (vgl. Meteorol. ZS. 47, 57, 1930) wurde zu Beobachtungen der Trägerverteilung bei Niederschlägen benutzt. Hierbei mögliche Fehlerquellen: Die Zahl der Ionen mit zur Oberflächenladung der geerdeten Teile entgegengesetzter Ladung wird zu klein gemessen. Offenbar von geringer Wirkung ist der Lenardeffekt, wie aus gleichzeitigen Potentialgefällebestimmungen am Meßplatz und an einer Turmwand geschlossen werden konnte. Ergebnisse: Bei Schneefall Potentialgefälle normal zackig positiv, leichte und mittlere Träger 20 bis 30 % übernormal. Bei kurzem Regen blieb das Gefälle positiv, Trägerzahlen meist wie normal bei trübem Wetter, manchmal bereits viele schwerbewegliche negative Träger. Bei gleichzeitigem Nebel überdies starkes Überwiegen der leichten positiven Ionen. Bei längerem leichten Regen Gefälle bereits schwach negativ, wenige leichte Träger, noch mit positiver Mehrheit, keine Träger mittlerer Beweglichkeit, auch wenige schwere Träger (wohl feinste Tröpfchen nach Vernichtung der früheren schweren Ionen). Bei stärkerem Regen größeres negatives Erdfeld, da Überwiegen der schwerbeweglichen negativen Ionen, meist auch mehr negative als positive leichte Ionen. Hierfür nicht Lenardwirkung maßgebend, da ähnliches Überwiegen der negativen leichten Ionen bei Böen ohne Regen. (Vielleicht eine Täuschung durch die größere Beweglichkeit der negativen Ionen?) Vielleicht nach Nolan Influenzwirkung des Erdfeldes (bei positiver Oberflächenladung mehr negative Ionen in Bodennähe). Bei einer Staubböe Gefälle zackig negativ. Wenig leichtbewegliche Ionen mit positivem Überschuß, zweimal soviel negative schwere Träger (feiner Staub) als positive (größerer Staub). Nur ein Teil der schweren Ionen wird erfaßt. Einzelheiten über die Erscheinungen bei Böen ohne Regen: Paralleler Gang von negativem Gefälle und negativer Raumladung. Einmal nach dem Durchgang der Böenwolken starkes positives Gefälle mit Überwiegen der Zahl der positiven Träger. Bei Böen mit Regen teilweise gleichfalls paralleler Gang von Gefälle und Trägervorzeichen. Außerdem eine merkliche Zahl von Ionen mittlerer Beweglichkeit. Möglichkeit von Mehrfachladung von Tröpfchen bei schlagartig einsetzendem starkem Regen. Bei starkem Nahgewitterregen schwankte die Gesamtzahl der Träger von einer Beweglichkeit $> 0,0007$ cm/sec zwischen 2370 und 25100, wobei zeitweise die positiven Ionen um das 4,8fache, dann wieder die negativen Ionen bis 10fach überwogen. Zusammenhang mit dem Erdfeld hierbei unklar. Abschließend versucht Kähler Schlüsse betreffend die neue Wilsonsche Theorie über die Entstehung der Wolkenladungen zu ziehen: Nach dieser müßten neutrale Tropfen im normalen Erdfeld durch Lufträume mit noch merklichen gasförmigen Trägern fallend vorwiegend

negative Ionen adsorbieren. Es müßte ein positiver Überschuß zurückbleiben. Bei ruhigem Regen ist dies — wenigstens in Erdbodennähe! — nicht der Fall.

Friedrich Lauscher.

J. J. Nolan. The effect of water vapour on the mobilities of negative ions in air. Proc. Roy. Irish Acad. Dublin [A] 39, 82—99, 1930, Nr. 8. Die Abhandlung beginnt mit dem Hinweis auf die Ergebnisse früherer Arbeiten wie der vorliegenden, die sich nur auf negative Ionen erstreckt und unter gewissen Bedingungen vor sich ging. Nach Beschreibung der Apparatur, die aus einem Ionisationskessel (in Fig. 1 veranschaulicht), einem Kondensator von etwa 0,005 Mikrofarad, einem Elektrometer, Potentiometer usw. besteht, bespricht der Verf. die Rutherford-Franck-Methode der Bestimmung der Beweglichkeit von Ionen unter Hinweis auf die Arbeiten und Resultate von Loeb, Felipe, Lattey u. a.; zugleich werden in Fig. 2 Kurven der Stromspannung gegeben, auch wird auf die Resultate von Busse, Laporte, Hamshere und Zeleny, Wahlin und Rogers verwiesen. In Fig. 3 sind einige Kurven gegeben und darunter Kurve C, die der Verf. als Standardtyp ansieht und mittels eines Hilfsfeldes von 21,6 Volt/cm erhält, auch zeigt er in diesem Abschnitt an den Kurven die Wirkung des Wechsels des Hilfsfeldes und in Tabelle 1 die Auswirkungen desselben auf die Beweglichkeiten zwischen 10,2 und 59,2 Volt/cm. In Fig. 4 wird die Wirkung bei wechselnder Richtung im Wechselstromfeld in Form von Kurven und in Tabelle 2 in Zahlen wiedergegeben und die Beweglichkeiten aus den mittleren Werten der kritischen Spannung zu 1,69, 1,62 und 1,53 cm/sec berechnet. Es folgen nun Beobachtungen zu verschiedenen Drucken des Wasserdampfes (kenntlich gemacht in Fig. 5 bzw. 6, und zwar von 1,8 bis 5,6 mm Dampfdruck), deren Resultate recht gut übereinstimmen mit denjenigen von Tyndall und Grindley, Hamshere. Über die Ionen hoher Beweglichkeit geben Kunde einige Kurven der Fig. 7 mit bis zu 12 cm/sec; die Methoden von Tyndall, Schilling und Hamshere konnten derartige Resultate nicht erzielen; in seiner Diskussion erinnert Verf., daß Tyndall und Powell das Spektroskop bei Bestimmung der Beweglichkeit mit anwendeten. Es ergibt sich aus allem, daß negative Ionen in feuchter Luft hinsichtlich ihrer Beweglichkeit zwischen 1,3 und 2,4 cm/sec schwanken, aber beweglicher werden bei geringerem Druck des Wasserdampfes und 2,4 cm/sec in der Luft erreichen, die in Berührung mit reiner Schwefelsäure getrocknet ist. In sehr trockener Luft lassen sich Ionen von etwa 12 cm/sec bis zu 0,1 % nachweisen, sobald der Wasserdampf der Luft unter einem Druck von 0,87 mm steht.

Blaschke.

D. Burnett. The Reflexion of Long Electromagnetic Waves from the Upper Atmosphere. Phil. Mag. (7) 10, 1—15, 1930, Nr. 62. Verf. verweist auf die mathematische Behandlung der Reflexion elektromagnetischer Wellen der oberen Atmosphäre in idealisierter Form von Macdonald für den Fall, daß die Erde eine völlig gleichmäßige Kugel und von einer Atmosphäre umgeben ist, die in sich homogen, aber durch eine sphärische Fläche getrennt ist, die konzentrisch mit der Erde verläuft. Diese Lösung genügt für kurze und mittlere Wellenlängen, aber nicht für sehr lange. Da die moderne Vorstellung von der Konstitution der oberen Atmosphäre darauf hinweist, daß Macdonalds idealisierte Atmosphäre in den meisten Fällen nur die Wirkung der Atmosphäre im Falle sehr langer Wellen darstellt, so soll eine Lösung für diesen Fall gegeben werden. Verf. geht nun auf die verschiedenen Korrekturfaktoren in Macdonalds Ergebnissen ein, auf dessen Methode hinsichtlich der Fälle, wo sie brauchbar, genau oder ungenau wird, und führt für sie die Aufstellung der diesbezüglichen Formeln durch; in Tabellen gibt er die gefundenen Werte an.

Blaschke.

A. Hoyt Taylor. Note on skip distance effects on superfrequencies. Proc. Inst. Radio Eng. 19, 103—105, 1931, Nr. 1. Es werden Messungen der Skipdistanz (Sprungentfernung), das ist die Entfernung des äußeren Randes der toten Zone vom Sender, die während der Tagesstunden der ersten drei Monate von 1929 und 1930 hauptsächlich in südlicher und südwestlicher Richtung ausgeführt wurden, mitgeteilt. Der verwendete Sender besaß eine Leistung von 0,5 bis 1 kW, als Antenne wurde teils eine Dipolantenne, teils eine Richtstrahlantenne mit einem Strahlungskegel von ungefähr 25° verwendet. Eine Tabelle enthält die Meßwerte der Sprungentfernung. Für 20000 Kilohertz wurden 800 Seemeilen, für 32000 Kilohertz 1800 Seemeilen gemessen. Für 36000 und 40000 Kilohertz ist sie größer als 1800 Seemeilen angegeben. Oberhalb 40000 Kilohertz ist die Zahl der erzielten Verbindungen, d. h. der Meßwerte, zu gering. Derartig hohe Frequenzen eignen sich nicht mehr zum Verkehr über große Entfernungen. Es werden die täglichen und stündlichen Veränderungen diskutiert. Magnetische Störungen verändern den Wert der Sprungentfernung erheblich und wirken sich in einer Verkürzung desselben aus. Die Sprungentfernung ist nicht von dem verwendeten Antennensystem abhängig, sie wird auch für horizontal und vertikal polarisierte Strahlung als gleich gefunden. Es wird ein verschiedenes Verhalten der Sprungentfernung in der West-Ost- und Nord-Süd-Richtung angezweifelt. Innerhalb einer Zone von 2000 Meilen zeigen die Werte in der West-Ost-Richtung eine gute Übereinstimmung mit den Werten in der Nord-Süd-Richtung.

R. Bechmann.

P. A. de Mars, T. R. Gilliland and G. W. Kenrick. Kennelly-Heaviside layer studies. Proc. Inst. Radio Eng. 19, 106—113, 1931, Nr. 1. Es werden zahlreiche Beobachtungen über die Ausbreitung kurzer drahtloser Signale mittels einer Echomethode für 1400 Kilohertz und eine Reihe höherer Frequenzen diskutiert. In der Arbeit sind zahlreiche Oszillogramme wiedergegeben, an Hand deren die Verhältnisse der Kennelly-Heaviside-Schicht studiert werden. Ein Teil der Oszillogramme zeigt die verwickelten Ausbreitungsverhältnisse bei Nacht. Weiter werden Oszillogramme von Zeichen, die durch Reflexion und Brechung verzerrt sind, diskutiert. Eine Reihe der beobachteten Erscheinungen werden im Sinne der von Appleton und Eckersley geforderten mehreren Ionenschichten gedeutet.

R. Bechmann.

T. R. Gilliland. Kennelly-Heaviside layer height observations for 4045 kc and 8650 kc. Proc. Inst. Radio Eng. 19, 114—119, 1931, Nr. 1. Es werden die virtuellen Höhen der Kennelly-Heaviside-Schicht für die beiden Frequenzen 4045 und 8650 Kilohertz mittels einer Echomethode gemessen, indem äußerst kurze Zeichen, die von einem quartzesteuerten 20 kW-Kurzwellensender ausgesandt werden, oszillographisch aufgenommen werden. Die virtuelle Höhe ist als die Zeitdauer zwischen dem Eintreffen der primären Welle und dem ersten Echo definiert. Der Bericht gibt die Messungen zwischen 16. Januar und 19. Juli 1930 für die beiden obigen Frequenzen. Die Mittelwerte der gemessenen Höhen betragen am Tage 225 km und gehen abends auf 300 km über. Aus den Kurven läßt sich ein ungefährer Einfluß der magnetischen Störungen und der Zahl der Sonnenflecke auf die Schichthöhe erkennen. Während einer Sonnenfinsternis am 28. April wurde morgens eine Höhe von 202 km für die Frequenz 4045 Kilohertz gemessen, ein Wert, der wesentlich tiefer ist als der niedrigste zu 219 km während einer langen Serie von Beobachtungen gefundene Wert. Die größte Verfinsternis trat um 3 Uhr 23 Minuten nachmittags ein, um 3 Uhr 52 Minuten wurde eine Höhe von 317 km für die virtuelle Höhe der Heavisideschicht gemessen. Beispielsweise wurde am 17. April für 4045 Kilohertz eine Höhe von 406 km gemessen

und es wird als wahrscheinlicher angenommen, daß die tiefere Schicht verschwindet und eine höhere Schicht zur Wirksamkeit gelangt, als daß die erste Schicht sich um diesen Betrag hebt.

R. Bechmann.

E. Mathias. Sur l'existence ou la non-existence du filet des éclairs en chapelet. C. R. 192, 653—655, 1931, Nr. 11. Im Mai 1930 beobachteten bei Flamicourt in der Nähe von Péronne Daniel und Abel Roguet einen Perlschnurblitz (beschrieben in einem Brief an E. Touchet in l'Astronomie vom Februar 1931, S. 24—25). Es bildeten ihn sechs aufeinanderfolgende Entladungen, die hinreichend auseinanderlagen, so daß man sie verfolgen und ohne Irrtum zählen konnte. Der sechste erfolgte nach einem doppelt so langen Zeitraum, war sehr leuchtend und seine Form von den Beobachtern genau zu sehen. Ein Netz schien nicht vorhanden zu sein, auch keine Verbindung zwischen den einzelnen leuchtenden Punkten zu bestehen. Der Blitz von Flamicourt erinnert an den von Luizet am Berg Sappey im August 1907 beobachteten (C. R. 145, 780), ebenso an die von G. Planté und de Haas, C. Bassani beschriebenen. Diese Beobachtungen veranlassen Mathias zu Betrachtungen über die Natur der Perlschnurblitze, die Vorgänge ihrer Entladungen usw.

Blaschke.

Malcolm E. Mac Gregor. Climatic Control in the Reproductive Cycle. Nature 127, 443, 1931, Nr. 3203. Verf. verweist auf seinen Brief in Nature vom 7. Februar. S. 200, worin er auf Wechselbeziehungen zwischen magnetischer Sonnenstrahlung und Fortpflanzung felltragender Tiere hinweist. Zur besseren Information in dieser Hinsicht wandte er sich an die Hudson Bay Comp. und Ch. Elton und sie erklärten eine solche Annahme als Hypothese, wohl aber wäre ein Einfluß der Lichtperioden bei Pflanzen auf die Tätigkeit der lebenden Zellen zu beobachten.

Blaschke.

R. Ruggles Gates. The Audibility and Lowermost Altitude of the Aurora Polaris. Nature 127, 486, 1931, Nr. 3204. Bezugnehmend auf den Bericht von S. Chapman in Nature 7, 341, 1931 berichtet Verf. von einigen Beobachtungen von Nordlichtern, die er am Slave River in Can., Nova Scotia usw. anstellen konnte, wobei sich zischende, sausende Töne wie von einem unter Druck stehenden und aus einem Hahn entweichenden Gas hören ließen, während andere Nordlichter von einem leise kochenden Geräusch begleitet waren. Nach Erfahrung des Verf. scheint es zwei ganz verschiedene Arten von Nordlichtern zu geben.

Blaschke.

H. v. Ficker. Über die Entstehung lokaler Wärmegewitter. I. Mitteilung. Berliner Ber. 1930, S. 28—39, Nr. 3. Verf. erörtert in dieser ersten Mitteilung nur die allgemeinen Gesichtspunkte des Themas, als da sind: die Einteilung der kontinentalen Gewitter in mittleren Breiten in Frontal- und lokale Wärmegewitter. Zur Sprache kommen deren Entstehung und Ausbreitung, die Unterschiede zwischen beiden (im Wärmegewitter herrscht z. B. kein aufgleitender, sondern ein gerade aufsteigender, räumlich beschränkter Luftstrom) und schließlich die charakteristischen Vorgänge im Wärmegewitter im besonderen, das ja meist den herrschenden Witterungscharakter nicht ändert, sondern nur als Schönwettererscheinung der wärmeren Jahreszeit anzusehen ist. Im Verfolg seiner Ausführungen geht der Verf. auf die Ursachen der Wärmegewitter ein, die noch nicht ganz klargelegt sind, und auf Fragen wie: wodurch bei Wärmegewittern in einem ebenen Gebiet der aufsteigende Luftstrom wohl entstehen mag und was für Ursachen zur Ausbreitung eines an einer Stelle eingeleiteten Gewitters, zur Entwicklung eines Gewitterzuges, wohl vorliegen mögen. Verf. geht dann an die Beantwortung

der ersten Frage und erörtert dazu die Verhältnisse, wann eine Luftmasse aufsteigen muß, sobald sie leichter als die darüberliegende Luft geworden ist, erklärt auch an einer Figur die näher geschilderten Vorgänge. Hinsichtlich der Ausbreitung des Gewitterprozesses bei ausgesprochenen Wärmegewittern verweist Verf. zuerst auf seine früheren Arbeiten, um darauf die Vorgänge nochmals klarzulegen und auf die Bedeutung des Cirrostratusschirmes, als erstes Anzeichen eines heranziehenden Gewitters hinzuweisen. Von großer Wichtigkeit wäre ferner die Kenntnis der Höhe der Gewittercirren, die vermutlich der höchsten Troposphäre angehören und nach Hann 10 bis 15 km erreichen können, also in der Stratosphäre zu suchen wären. Die Aufsteiggeschwindigkeit der Luft bei Gewittern ist als sehr groß anzusehen, und sie steigt vermutlich in wärmerer Umgebung so lange auf, bis die kinetische Energie der aufsteigenden Luftmassen verbraucht ist. Am oberen Ende des aufsteigenden Luftstromes kommt kalte in wärmere Luft zu liegen und gelangt dann außerhalb des Aufstiegsgebietes über die wärmere Luft, um sich dann in Richtung des Höhenwindes auszubreiten. Zur Erklärung der Vorgänge ist eine Figur beigegeben.

Blaschke.

M. Grotewahl. Bericht über die Versuchsfahrt des Bidlingmaierschen Doppelkompasses mit dem Luftschiff Graf Zeppelin. S.-A. Terr. Magn. and Atmosph. Electr. 35, 226—229, 1930, Nr. 4. Mit dem von Fanselau und Grotewahl verbesserten Bidlingmaierschen Doppelkompaß hat der Verf. auf einer Spanienfahrt des Luftschiffes Graf Zeppelin 15 Messungen der magnetischen Horizontalintensität der Erde angestellt. Die Meßbedingungen und ihre Einflüsse auf die Messungen werden besprochen.

W. Keil.

A. Belluigi. Dall'utilizzazione del rapporto delle distribuzioni dei campi potenziale e elettromagnetici alla determinazione delle caratteristiche di profondità e potenza dei giacimenti nei rilievi geoelettrici. Ergänzungshefte f. angew. Geophys. 1, 241—254, 1931, Nr. 3. Bei den Problemen, die die Berechnung der Tiefe der Minerallagerstätten durch die elektrische Prospektion betreffen, findet man die ersten Schwierigkeiten bei der Bestimmung der planimetrischen Dimensionen der Einlagerungen selbst. Wenn auch die Lösungen, die man geben kann, nicht immer exakt sind, so kann man trotzdem zu Lösungen gelangen, die sich einer exakten nähern. In erster grober Näherung stehen Äquipotentiallinien an der Oberfläche und Richtung des magnetischen Feldes senkrecht aufeinander. Formeln für die Verteilung der Äquipotentialen und des magnetischen Feldes bei nicht elliptischer Struktur (quasi-stationärer Strom) werden für unendlich lange Prismen und Zylinder skizziert. Die Berechnung der Tiefe kann dann bewerkstelligt werden mit der Anwendung der Formel von Biot-Savart, wie a. a. O. gezeigt wird.

Koenigsberger.

G. Kirsch. Die Radioaktivität der Erde. S.-A. Handb. d. Experimentalphys. Bd. 25 [2], S. 29—73. Leipzig, Akad. Verlagsges., 1931.

Scheel.

N. P. Péntcheff. Sur la teneur en krypton et en xénon de quelques gaz naturels de Bulgarie. C. R. 192, 691—693, 1931, Nr. 11. Es wird der Krypton- und Xenongehalt von drei bulgarischen Thermalquellen nach der spektrophotometrischen Methode von Moureau und Lepape bestimmt. Es werden dabei die Hauptlinien der sichtbaren Spektren von Krypton bzw. Xenon mit Argon verglichen; die Spektren werden im Geisslerrohr angeregt. Durch fraktionierte Destillation mit Hilfe von Kokoskohle bei Temperaturen von — 70 bis — 190° C lassen sich die einzelnen Edelgase trennen, so daß nur noch

Argon, Krypton und Xenon übrigbleiben. Für diese Gasgemische ist das Intensitätsverhältnis der Hauptlinien noch eine Funktion des Druckes, die von Moureau und Lapape bestimmt ist und bestätigt wurde. Der Volumenprozentgehalt der Quellen ist in Soulou Dervent (Momina) 0,00021 Kr, $> 0,000013$ X; in Hissar (Tchouloudja) 0,00015 Kr, 0,000013 X; in Kovanlik (Bad) 0,00025 Kr, 0,00002 X.

K. Steiner.

Robert A. Millikan. On the question of the constancy of the cosmic radiation and the relation of these rays to meteorology. Phys. Rev. (2) **36**, 1595–1603, 1930, Nr. 11. Messungen der Höhenstrahlung in Pasadena (+ 34°) und Churchill Ma. (+ 59°) zeigen gleiche Strahlungsstärke im Tagesmittel auf 1%. Das Ausbleiben eines magnetischen Breiteneffektes deutet daher eher auf Photonen als Elektronen. Die geringen Schwankungen der Intensität werden durch Änderungen der Dicke der überlagernden Luftschichten zu erklären versucht, die durch die Sonnenstrahlung in der Atmosphäre hervorgerufen wird. Infolgedessen gewinnen Höhenstrahlungsbeobachtungen dieser Art meteorologische Bedeutung. Erörterungen über die Aufrechterhaltung des negativen Erdpotentials unter dem Einfluß der Höhenstrahlung schließen sich an.

Kolhörster.

E. O. Hulburt. Atmospheric ionization by cosmic radiation. Phys. Rev. (2) **37**, 1–8, 1931, Nr. 1. Aus Millikans Messungen wird die Freiluftionisation durch die Höhenstrahlung berechnet. Im Meeresniveau ergeben sich 825 Ionenpaare pro Kubikzentimeter, von 50 bis über 80 km Höhe aber 3480. Dabei sollen nahezu alle negativen Ionen Sauerstoffmoleküle sein, die ein frei gewordenes Elektron herangezogen haben (z. B. nur $3 \cdot 10^{-6}$ freie Elektronen pro Kubikzentimeter im Meeresniveau). Die gesamte pro Sekunde durch die Höhenstrahlung neu erzeugte Anzahl Ionenpaare in einer vertikalen Luftsäule von 1 cm² Grundfläche von 60 km Höhe an bis zum interplanetarischen Raum beträgt $1,28 \cdot 10^4$, während durch ultraviolette Sonnenstrahlen schon in einer Luftsäule von derselben Grundfläche von 180 km Höhe an $2 \cdot 10^8$ Ionenpaare pro Sekunde entstehen. Man hat demnach in der Atmosphäre eine schwach leitende, aber konstante „cosmic ion layer“ von 50 bis 70 km Höhe und eine stark leitende, aber sehr von der Tages- und Jahreszeit abhängige „Kennelly-Heaviside layer“ von 70 km ab. Verf. erklärt die aus der Radiotelegraphie bekannte Tatsache, daß bei Überbrückung von großen Entfernungen für Wellenlängen $\lambda \geq 15$ km keine starken tages- und jahreszeitlichen Schwankungen auftreten, was dagegen der Fall ist bei $\lambda \leq 10$ km, dadurch, daß die ersteren an der „cosmic ion layer“, die letzteren an der „Kennelly-Heaviside layer“ eine Refraktion nach unten erfahren. Es ergibt sich nämlich aus seinen Rechnungen für die Grenzwellenlänge λ_s der Wert $\lambda_s = 11$ km. Auf diese Weise zeigt Verf., daß die Höhenstrahlung keine Komponente von der Härte gewöhnlicher γ -Strahlen haben kann, weil sich dann aus seinen Rechnungen (bei Annahme gleicher Intensität) der Wert $\lambda_s = 7$ km ergeben würde. Einige Folgerungen aus der Wilsonschen Hypothese über die Entstehung der Höhenstrahlung bei Gewittern werden diskutiert.

L. Turwim.

Robert A. Millikan and G. Harvey Cameron. A more accurate and more extended cosmic-ray ionization-depth curve, and the present evidence for atom-building. Phys. Rev. (2) **37**, 235–252, 1931, Nr. 3. Aus Messungen der Höhenstrahlung in den Jahren 1928 bis 1930 in verschiedenen Höhen (0 bis 4500 m) und Breiten (bis + 59°) sowie Wasserversenkmessungen bis etwa 70 m Tiefe wird die bekannte Ionisationstiefenkurve der Verff. erweitert.

Ihre Analyse, ergänzt durch die notwendige Bedingung der Verwendung der geringsten Anzahl von Absorptionskoeffizienten zur Berechnung der Kurve, führt zu μ -Werten von 0,80, 0,20, 0,10 und 0,03 m^{-1} Wasser, während die gemessenen Werte zwischen 0,35 bzw. 0,028 m^{-1} Wasser liegen bei Verwendung des $\Phi(\mu x)$ -Gesetzes, also allseitigem Einfall. Damit ist für die weichste und intensivste Komponente der vom Ref. aus seinen Ballonfahrten bereits 1914 angegebene Absorptionskoeffizient bestätigt worden, während die härteste Komponente Regeners noch bis 70 m nicht erreicht wurde. Ein Vergleich der Beobachtungen mit den aus der Klein-Nishina-Formel, der Einsteinschen Energiegleichung und der Astonschen Kurve für den Massenschwund berechneten μ -Werten ergibt ungefähre Übereinstimmung unter der Annahme, daß die Strahlung bei der Bildung von Helium, der Sauerstoff-Silicium- und Eisengruppe entsprechend den vier Koeffizienten entsteht. Am besten ist die Übereinstimmung bei der weichsten Komponente beim Übergang $\text{H} \rightarrow \text{He}$. Die Abweichungen (z. B. berechnet 0,0754, beobachtet 0,028!) bei den übrigen werden auch die beim Durchgang durch die Atmosphäre auftretenden Comptoneffekte zu erklären versucht. Hieraus folgt umgekehrt, daß die weichste Komponente in 4500 m Höhe sich im Gleichgewicht mit ihrer Sekundärstrahlung befindet. (Das Gleichgewicht wird nach den Ballonbeobachtungen des Ref. bereits in 6 km Höhe erreicht.) Die Höhenstrahlung besteht also aus Photonen, wenn es auch möglich ist, daß ihre Sekundärelektronen durchdringender sind als die Primärstrahlung, wie aus den Versuchen von Bothe und Kolhörster geschlossen werden kann. Der einzig andere Prozeß der Entstehung der Höhenstrahlung außer bei Atombildung wäre die Vernichtung zweier Elementarladungen, der aber nach Klein-Nishina etwa die 35fache Energie liefern müßte. Aus dem für verschiedene Strahlungskomponenten verschiedenen Absorptionsvermögen von Blei ergibt sich, daß der Atomkern, nicht nur die Außenelektronen bei der Absorption der Höhenstrahlung eine Rolle spielen, daß also die Klein-Nishina-Formel für Höhenstrahlung nicht genau gültig sein kann. So ist z. B. das berechnete Wasseräquivalent eines 7,64 cm dicken Bleipanzers 85 cm, dagegen ergibt sich für die weichen Strahlen aus der Kurve 122 cm in 4500 m und in Seehöhe 170 cm. Die konstante Intensität der Höhenstrahlung unter verschiedenen Breiten zeigt, daß sie gleichförmig in der Tiefe des Weltenraumes entsteht, daß sie keine nennenswerten Mengen von Materie vor ihrem Eintritt in die Erdatmosphäre durchsetzt hat und daß sie nicht aus den hochtemperierten Sternen stammt. Einige Angaben über das zu den Messungen benutzte kugelförmige Ionisationsgefäß (Kapazität 0,979, Luftvolumen 1622 cm^3 , $J = 1,172$ Volt/Stunde = 70,2 Volt/min, Füllung mit 30,14 at Überdruck, 3 mm Wandstärke) sowie über das Meßverfahren werden gebracht. Der hohe Faktor 70,2 Volt/min gegenüber rund 10 bei Kolhörsterapparaten wird durch die 13,82fache Wirkung des Überdruckes auf etwa 5 reduziert. *Kolhörster.*

Bruno Rossi. Über den Ursprung der durchdringenden Korpuskularstrahlung in der Atmosphäre. *ZS. f. Phys.* 68, 64—84, 1931, Nr. 1/2. Verf. bestimmte die Abnahme der Koinzidenzen, 1. wenn er zwischen die Zählrohre einen 9,7 cm starken Bleipanzer hineinschob; 2. wenn der 9,7 cm starke Bleipanzer sich über den beiden Zählrohren befand. Zur Vermeidung von Übergangseffekten wurde die Höhenstrahlung in beiden Fällen durch 5 cm Blei vorgefiltert. Im ersten Falle wurde der Absorptionskoeffizient der sekundären Korpuskularstrahlung bestimmt und ergab sich zu $(1,6 \pm 0,3) \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$. Der zweite Fall entsprach den üblichen Messungen des Absorptionskoeffizienten der Höhenstrahlung; es ergab sich der Wert $(1,2 \pm 0,3) \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Absorptionsmessungen mit Ionisations-

kammern. Verf. erklärt den Unterschied zwischen seinen beiden Werten des Absorptionskoeffizienten durch die Annahme, daß die primäre nicht unmittelbar ionisierende Höhenstrahlung im Bleiblock 4% Korpuskularstrahlen neu erzeugt. Dieser Wert sei nach Verf. nur in zwei Fällen möglich: 1. die in die Erdatmosphäre eintretende Höhenstrahlung ist reine $h\nu$ -Strahlung und weicher als ihre sekundäre Korpuskularstrahlung; 2. die Höhenstrahlung ist schon beim Eintritt in die Atmosphäre aus $h\nu$ - und Korpuskularstrahlen (im Gleichgewicht) zusammengesetzt; in diesem Falle ist die primäre $h\nu$ -Strahlung etwas härter als ihre sekundäre Korpuskularstrahlung.

L. Tuwim.

B. Rossi. Sull'origine della radiazione penetrante corpuscolare dell'atmosfera. Cim. (N. S.) 8, 49—70, 1931, Nr. 2. Mittels einer Bothe-Kolhörsterschen analogen Apparatur wird die Absorbierbarkeit der durchdringenden Korpuskularstrahlung gemessen. Sie wird direkt mit jener der Höhenstrahlung verglichen. Es ergibt sich ein kleiner Unterschied, der auf die Erzeugung neuer Korpuskularstrahlung im Absorptionsschirm hinweist. Will man aber die ganze im Meeresniveau beobachtete Korpuskularstrahlung als eine in der Atmosphäre erzeugte Sekundärstrahlung betrachten, müßte man aus den Versuchsergebnissen schließen, daß die Korpuskularstrahlen durchdringender sind als die sie erzeugenden γ -Strahlen.

K. Przibram.

Leo Tuwim. Richtungsmessungen der Höhenstrahlung mit einem Zählrohr. Berliner Ber. 1931, S. 91—106, Nr. 4/5. Es wurde das Verhalten von Zählrohren in verschiedener Lage mit und ohne 10 cm Bleipanzierung gegenüber der Höhenstrahlung in Potsdam gemessen. Die Stoßzahl bei vertikaler Lage der Zählrohrachse war um rund 20%, geringer als bei horizontaler. Diese Abhängigkeit der Stoßzahl vom Winkel zwischen Zählrohrachse und der Vertikalen wird als vertikaler Richtungseffekt der Höhenstrahlung gedeutet. Eine elementare Theorie dieses Effektes wird entwickelt, die auftretenden Integrale ausgewertet und die Rechnungen mit den Ergebnissen der Messungen verglichen. Danach errechnet sich in Meereshöhe hinter allseitig 10 cm Blei aus der Kurve des vertikalen Richtungseffektes der Massenabsorptionskoeffizient

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{H}_2\text{O}} = (9 \pm 1) \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$$

in befriedigender Übereinstimmung mit den Ergebnissen der neueren Wasser- versenkmessungen, während ohne Panzer kleinere Werte folgen, die sich jedoch schon durch sehr geringe radioaktive Störstrahlung erklären lassen. Die Anzahl der auf die Erdoberfläche auftreffenden Höhenstrahlungsteilchen wird im Meeresniveau zu (36 ± 1) pro Stunde und Quadratzentimeter angegeben, in Übereinstimmung mit dem Wert von Bothe und Kolhörster. Die aus den Messungen des vertikalen Richtungseffektes folgende Richtungsverteilung der Höhenstrahlung zeigt eine bedeutend größere Anzahl geneigter Höhenstrahlen, als man nach den früheren Richtungsmessungen mit Ionisationskammern annehmen konnte. Zählrohre lassen auch einen azimutalen Richtungseffekt, also stetige Änderung der Stoßzahl bei Drehung des geneigten Zählrohres um eine vertikale Achse erwarten, wenn z. B. durch eine vertikale Felswand eine Hälfte der Himmels- halbkugel abgebildet ist. Auf Anwendungen dieses Azimutaleffektes der Höhenstrahlung, z. B. zur Bestimmung des Absorptionskoeffizienten, wird hingewiesen. Es wird gezeigt, daß bei Zählrohren der Absorptionskoeffizient aus der Absorptionskurve nicht nach dem $\phi(\mu x)$ -Gesetz berechnet werden kann. Das für Zählrohre gültige Absorptionsgesetz wird abgeleitet. Vertikaler und azimutaler Richtungs-

effekt der Höhenstrahlung haben besondere Bedeutung bei Koinzidenz-, Richtungs- und Absorptionsmessungen (Barometereffekt) mit Zählrohren. Beide Effekte sind eine Eigenart der Zählrohre bei Höhenstrahlungsmessungen. Es wird nämlich gezeigt, daß selbst bei stark asymmetrischen Ionisationskammern Richtungseffekte geometrischer Herkunft nicht zu erwarten sind. Die Abhängigkeit der Stoßzahl von der Länge der Zählrohre ist bei gleichem Radius durch eine Gerade darstellbar, welche in endlicher Entfernung vom Koordinatenanfangspunkt verläuft. Bei gleicher Länge ist die Abhängigkeit der Stoßzahl vom Radius eine Parabel. Daher sind Zählrohre mit verschiedenem Verhältnis Radius:Länge qualitativ voneinander verschieden, so daß die Möglichkeit besteht, die Dimensionen der Zählrohre den verschiedenen Problemen und Versuchsbedingungen anzupassen. Zählrohre und Ionisationskammern in ihrem Verhältnis gegenüber Höhenstrahlung lassen sich dadurch charakterisieren, daß Zählrohre die auffallende, Ionisationskammern die absorbierte Energie der Höhenstrahlung messen. *L. Tuwim.*

James W. Broxon. Residual ionization in air at new high pressures and its relation to the cosmic penetrating radiation. Phys. Rev. (2) **37**, 468, 1931, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) Restionenmessungen in Luft bei Drucken bis 170 Atm. wurden in 1800 m Höhe in einer kugelförmigen Kammer von 4,4 bis 13 cm Durchmesser mit Blei- und Wasserabschirmung gemacht. Es wurden Werte bis hinab zu 1,47 Ionen/cm³ und Sekunde bei 0,83 Atm. beobachtet. Bei Drucken oberhalb 140 Atm. waren die mit der abgeschirmten Kammer erhaltenen Kurven parallel der Druckachse. Ihre Neigung überstieg sicherlich nicht 0,02 Ionen/cm³ sec Atm. Vermehrte Abschirmung verringerte die Ionisation und zeigte damit das Vorhandensein einer durchdringenden Strahlung. Beobachtungen mit Wasserabschirmung zeigten, daß diese Strahlung ihren Ursprung oberhalb der Höhe der Kammer hatte. Die berechneten Absorptionskoeffizienten sind 0,0127 cm⁻¹ Blei und 0,0010 oder 0,0028 cm⁻¹ Wasser. Die letzten beiden Werte folgen aus den extremen Annahmen, daß die Strahlung vollständig aus vertikaler Richtung oder gleichmäßig aus allen Richtungen oberhalb der Horizontalen käme. Wenn angenommen wird, daß die Ionisation vollkommen durch Rückstoßelektronen hervorgerufen wird, die in den Wänden der Kammer erzeugt werden, so läßt sich die Druck-Ionisationsbeziehung erklären. Wird die Theorie von Compton hinzugezogen, so ergibt sich der Absorptionskoeffizient der ungestörten durchdringenden Strahlung aus der Reichweite der Rückstoßelektronen zu 0,0025 cm⁻¹ Wasser. *Güntherschulze.*

A. K. Das. Origin of Cosmic Penetrating Radiation. Naturwissensch. **19**, 305—306, 1931, Nr. 14. Verf. berechnet die Wellenlänge λ der Strahlung, welche in einem Hohlraum, wo Elektronen und Protonen sich im thermischen Gleichgewicht befinden, bei gegenseitiger Vernichtung eines Elektrons und eines Protons entstehen soll. Dabei wird die Temperatur T so groß angenommen, daß die Energiedichte im ganzen Hohlraum dieselbe wie innerhalb des Quants c/λ ist. Verf. erhält $T = 5 \cdot 10^{12}$, $\lambda = 5,4 \cdot 10^{-14}$ cm in größenordnungsmäßiger Übereinstimmung mit den nach der Klein-Nishina-Formel berechneten Wellenlängen der Höhenstrahlung. Daraus schließt Verf., daß die Höhenstrahlung in astronomischen Körpern entsteht, deren Temperatur Millionen von Millionen Grad betragen soll. Setzt man aber $T = 0$, so ergibt sich für λ ein nur zweimal größerer Wert. Die Rechnungen des Verf. zeigen daher in Wirklichkeit, wie gering die kinetische Energie sogar bei so hohen Temperaturen im Vergleich zu der Energie der Massen ist, und daß solche Betrachtungen keine zwingenden Schlüsse über die Temperatur der Strahlungszentren der Höhenstrahlung ergeben können. *L. Tuwim.*

Axel Corlin. An indication of a correlation between cosmic ultra-radiation and terrestrial magnetism. *Lund Obs. Circ.* Nr. 1, S. 3—12, 1931.

Axel Corlin. Additional note on my paper „An indication of a correlation between cosmic ultra-radiation and terrestrial magnetism“. *Lund Obs. Circ.* Nr. 2, S. 34, 1931. Messungen der Höhenstrahlungsintensität in Abisko (+ 65° 50' magn., + 68° 21' geogr. Breite, 388 m ü. M.) von September 1929 bis Juli 1930 sind auf ihren Zusammenhang mit Nordlichtern und der Variation der erdmagnetischen Elemente untersucht worden. Die Höhenstrahlungsintensität steigt von 2,75 *J* bei nordlichtfreiem Himmel auf 2,96 *J* bei starken Nordlichtern. Sie nimmt ferner nach Einsetzen des Impetus während Hauptschwungung und Nachwirkung einer erdmagnetischen Störung zu. Untersuchungen von 32 Störungen > 250 γ in der Horizontalintensität zeigen in 27 Fällen eine mittlere Strahlungszunahme um 2,9 bzw. 4,5%, bei einer mittleren maximalen Abnahme der Horizontalintensität von 4,8%. Dann sollte auch die Höhenstrahlung in verschiedenen Breiten mit der Horizontal- bzw. Totalintensität schwanken. Clays Messungen von Messina, Port Said bis zum Indischen Ozean scheinen dies zu bestätigen, Bothe und Kolhörsters Messungen zwischen Hamburg, Island und Spitzbergen, ebenso Millikans Messungen zwischen Pasadena und Churchill (Hudsonbai) dagegen nicht, was durch die geringen Änderungen der Totalintensität der durchgemessenen Gegenden erklärt werden könnte. Des Verf. eigene Messungen zwischen südlicher Ostsee und Nordnorwegen ergeben sogar eine Abnahme statt der erwarteten Zunahme, die durch lokale Schirmwirkung vielleicht zu erklären ist. Die neuen Ergebnisse von Rossi (*ZS. f. Phys.* 68, 64, 1931) zeigen, daß die Höhenstrahlung in Meereshöhe überwiegend korpuskular ist. Dies soll für die angedeutete Erklärung der Proportionalität zwischen Höhenstrahlung und magnetischer Intensität sprechen. *Kolhörster.*

Werner Kolhörster. Neuere Untersuchungen über Höhenstrahlung. *ZS. f. Geophys.* 7, 199—207, 1931, Nr. 3/4. (Vortrag 9. Tagung D. Geophys. Ges., Potsdam, September 1930.) Verf. gibt einen kurzen Überblick über die Ergebnisse der Höhenstrahlungsforschung in den letzten drei Jahren, wobei besonders die instrumentellen Fortschritte hervorgehoben werden. *L. Tuwim.*

J. H. Jeans. Origin of Cosmic Radiation. *Nature* 127, 594, 1931, Nr. 3207. Verf. stellt fest, daß die Bindungsenergie der Kernelektronen gering ist relativ zur Energie der Höhenstrahlung und schließt daraus, daß bei der Absorption der Höhenstrahlung jedes einzelne Kernelektron in gleichem Maße wie jedes einzelne äußere Elektron beteiligt sein soll, was allerdings infolge der geometrischen Verhältnisse nicht einleuchtend ist. Die volle Berücksichtigung der Kernelektronen vergrößert die Wasserabsorptionskoeffizienten (für ein und dieselbe Wellenlänge) um 80 % und hat noch größeren Einfluß für die schweren Elemente. Verf. berechnet nun nach der mit geeigneten Faktoren versehenen Klein-Nishina-Formel die Wasserabsorptionskoeffizienten der Strahlungen, welche entstehen sollen 1. bei der Synthese des Eisens aus Wasserstoff, 2. bei der gegenseitigen Vernichtung eines Protons und eines Elektrons, 3. bei der Vernichtung zweier Protonen und zweier Elektronen (was einer Abnahme um 1 der Atomnummer entsprechen würde), 4. bei der vollständigen Vernichtung eines Heliumatoms. Es ergeben sich die Werte: ohne Berücksichtigung der Kernelektronen: 1. 0,076, 2. 0,039, 3. 0,021, 4. 0,011; mit voller Berücksichtigung der Kernelektronen: 1. 0,136, 2. 0,071, 3. 0,038, 4. 0,020. Durch Vergleich mit den Regenerschen Werten für die Wasserabsorptionskoeffizienten der zwei härtesten Komponenten

der Höhenstrahlung (0,073 und 0,020) kommt Verf. zum Schluß, daß keine Synthese des Eisens stattfindet, weil die entsprechende Strahlung nach seiner Ansicht fehlt; ebenso soll keine Abnahme der Atomnummer um 1 möglich sein. Die von Kolhörster, Millikan u. a. beobachteten weichen Höhenstrahlungskomponenten erklärt Verf. als degenerierte aus den härteren. Aus alledem schließt Verf., daß nicht die Entstehung (Millikan), sondern die Vernichtung der Materie die wahre Ursache des Entstehens der Höhenstrahlung ist. Es sei jedoch an dieser Stelle darauf hingewiesen, daß ohne Berücksichtigung der Kernelektronen die Regenerschen Werte mit den soeben ausgeschlossenen Fällen 1 und 3 des Verf. auch übereinstimmen (berechnet 0,076, 0,021; beobachtet 0,073, 0,020).

L. Tuwim.

Paul S. Epstein. Answer to Prof. Störmer's remark. Proc. Nat. Acad. Amer. 17, 160—161, 1931, Nr. 3. Verf. bemerkt, daß er die Veröffentlichung von Störmer übersehen hat; es ergibt sich aber aus seiner Arbeit, daß die in den Gleichungen auftretende Konstante A bei klassischer sowie relativistischer Behandlung des Problems denselben Wert hat.

Kolhörster.

A. Defant. Physik des Meeres. S.-A. Handb. d. Experimentalphys. Bd. 25 [2], S. 567—686. Leipzig, Akad. Verlagsges., 1931.

Scheel.

A. Defant. Bericht über die ozeanographischen Untersuchungen des Vermessungsschiffes „Meteor“ in der Dänemarkstraße und in der Irmingersee. Berliner Ber. 1930, S. 230—235, Nr. 16/18.

H. Ebert.

A. Defant. Die Bewegungen und der thermo-haline Aufbau der Wassermassen in Meeresstraßen. Berliner Ber. 1930, S. 191—208. Es werden die zwischen einem Nebenmeer und dem freien Ozean auftretenden Ausgleichsbewegungen untersucht. In relativ einfacher Weise gibt die Theorie die Haupterscheinungen dieses Ausgleiches wieder, wobei der Einfluß von Wind und Luftdruckänderungen auf die stationären Wasserbewegungen genau in Rechnung gestellt werden können. Die Theorie gestattet auch zu entscheiden, wie die Gezeiten an der Meeresoberfläche das ganze System der Ausgleichsströmungen und des ozeanischen Aufbaues innerhalb der Meeresstraße beeinflussen. Ein Vergleich mit den Beobachtungen des Bosphorus und der Dardanellen lieferte schließlich zahlenmäßige Werte für den Niveauunterschied zwischen Schwarzem Meer und Ägäischem Meer sowie für den Koeffizienten der Turbulenzreibung und der Bodenreibung derartiger Meeresströmungen.

Scheel.

Johannes Schmidt. Oceanographical Expedition of the Dana, 1928—1930. Nature 127, 444—446, 487—490, 1931, Nr. 3203 u. 3204. Bericht über die Dänische ozeanographische Expedition, deren Arbeiten sich hauptsächlich auf Hydrobiologie erstreckten.

Haurwitz.

K. Higashi, K. Nakamura and R. Hara. The specific gravities and the vapour pressures of the concentrated sea-water at 0°—175° C. Journ. Soc. Chem. Ind. Japan 34, 72 B, 1931, Nr. 2. Die spezifischen Gewichte und Dampfdrucke konzentrierten Seewassers wurden im Temperaturgebiet von 0 bis 175° C bei Konzentrationen bestimmt, die von der gewöhnlichen Seewassers bis fast zum Sättigungspunkt des NaCl reichten. In diesem verhältnismäßig weiten Gebiet der experimentellen Bedingungen ist CaSO_4 im Seewasser gesättigt enthalten. Die stabile Modifikation des CaSO_4 , die sich mit den Salzsolen im Gleichgewicht befindet, und der Einfluß ihrer Sättigung auf die spezifischen Gewichte der Salzsolen werden in Rechnung gesetzt.

Otto.

D. C. Colborne. The Diurnal Tide in an Ocean bounded by Two Meridians. Proc. Roy. Soc. London (A) **131**, 38–52, 1931, Nr. 816. Goldsbrough hatte in einer Reihe von Arbeiten Lösungen der allgemeinen dynamischen Gleichungen gegeben für Gezeitenbewegungen in einem Ozean auf einer rotierenden Kugel, der von zwei Meridianen begrenzt ist. Während dort aber speziell die halbtägigen Gezeiten behandelt werden, untersucht Verf. die ganztägige Gezeit. Die Resultate zeigen in Übereinstimmung mit den Beobachtungen, daß die Amplituden der ganztägigen Gezeit beträchtlich kleiner sind als die der halbtägigen. Die erhaltene Welle ist gleichbedeutend mit der Kombination einer stationären und einer fortschreitenden Welle mit viel kleinerer Amplitude.

Haurwitz.

Hans Ertel. Zur Theorie der atmosphärischen Turbulenz. ZS. f. angew. Math. u. Mech. **11**, 20–26, 1931, Nr. 1. Durch zeitliche Mittelwertbildung an einem fixen Punkt des Strömungsfeldes werden aus der Impulsstromform der hydrodynamischen Grundgleichungen, welche die tatsächliche Bewegung der einzelnen Luftteilchen beschreiben, die Gleichungen für die ausgeglichenen atmosphärischen Bewegungen abgeleitet:

$$\bar{\rho} \frac{d\bar{v}_x}{dt} - 2\omega \sin \varphi \cdot \bar{\rho} \bar{v}_y = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\eta \frac{\partial \bar{v}_x}{\partial z} \right),$$

.....

$$\bar{\rho} \frac{d\bar{v}_z}{dt} = -g\bar{\rho} - \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} - 2 \frac{\partial E_z^{(T)}}{\partial z}$$

(x, y, z = Rechtssystem, z -Achse vertikal; \bar{v} = mittlere Geschwindigkeit, $\bar{\rho}$ = mittlere Dichte, \bar{p} = mittlerer Druck, $\omega = 7,29 \cdot 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$, φ = geographische Breite, η = virtueller Reibungskoeffizient; $E_z^{(T)}$ bedeutet den durch vertikale Turbulenzkomponenten gelieferten Teil der Turbulenzenergie pro Volumeneinheit). Die dritte Gleichung zeigt, daß auch bei horizontaler Grundströmung der mittlere Druck vom statischen abweicht: $\bar{p} = p_{\text{stat.}} - 2 E_z^{(T)}$, was als reiner Turbulenzeffekt gedeutet werden muß. Dann wird auf das Verteilungsgesetz der Geschwindigkeiten in der Turbulenzströmung eingegangen und gezeigt, daß der (gesamte) Geschwindigkeitsvektor nicht nach dem Maxwell'schen Gesetz verteilt werden kann, weil diese Annahme den Gleichungen der ausgeglichenen Bewegung widersprechen würde. Es muß vielmehr die Verteilung der Geschwindigkeitsvektoren etwa dem Markoff-v. Laueschen Gesetz genügen.

H. Ertel.

P. Mildner, F. Hänsch und G. Griessbach. Doppelvisierungen von Pilotballonen zur Untersuchung von Turbulenz und Vertikalbewegungen in der Atmosphäre. Beiträge z. Phys. d. freien Atmosph. **17**, 181–219, 1931, Nr. 3. Mit Hilfe zweier Ballontheodolithe der Askaniawerke A.-G., die eine Winkelablesung mit einer Genauigkeit von 2 Bogenminuten noch zulassen, haben die Verf. eine Reihe von Doppelvisierungen von langsam steigenden Pilotballonen durchgeführt und bei der Auswertung ihr Hauptaugenmerk auf folgende beiden Gesichtspunkte gelegt: Die Windrichtung und Windgeschwindigkeit in den von den Ballonen durchstoßenen Luftschichten wurden in kurzen Zeitdistanzen bestimmt. Durch schnelle Aufeinanderfolge mehrerer Aufstiege wurden für längere Zeiträume Isoplethen dieser beiden Größen sowie ihrer Änderungen abgeleitet, um daraus ein Bild der atmosphärischen Turbulenz innerhalb großer

Räume zu geben. Weiter wurde nach einer erstmalig von R. Wenger angegebenen Methode die Steiggeschwindigkeiten der Ballone nach aerodynamischen Gesichtspunkten ausgewertet. Das hiermit erhaltene Bild stellt eine sinngemäße Erweiterung der Windstrukturuntersuchungen dar, wie sie für erheblich kleinere Dimensionen von W. Schmidt und auch am Observatorium Lindenberg durchgeführt worden sind. Nach einer Beschreibung der benutzten Neukonstruktionen der Askaniawerke A.-G., die sich für den genannten Zweck sehr gut eignen, wird auf die Ausführung der Visierungen eingegangen und die möglichen Fehler sehr eingehend diskutiert. Die Basislänge wurde zu 800 m gewählt, was sich bei einer Beschränkung der Aufstieghöhen auf maximal 2000 m als ausreichend erwiesen hat. Die Synchronisierung der Messungen wurde durch Fernsprechverbindung zwischen den beiden Meßstellen zu erreichen gesucht. Verwendet wurden für die Aufstiege Gummiballone der Firma Continental von 200 mm Durchmesser, etwa 40 g Gewicht, denen ein Auftrieb von 20 g entsprechend einer Steiggeschwindigkeit von etwa 60 m/min erteilt wurde. Die Ablesungen und Messungen erfolgten alle Viertelminute. Die sehr eingehende Fehlerdiskussion ergibt unter anderen interessanten Einzeldaten, daß nach 10 bis 15 Minuten Visierungsdauer der mittlere Fehler der horizontalen Windgeschwindigkeit etwas über $\frac{1}{2}$ m/sec beträgt, um bereits in der 20. Minute auf über 1,5 m/sec anzuwachsen, so daß eine weitere Ausdehnung der Visierung nicht mit der Methode zu vereinbaren ist. Für einen Beobachtungstag, den 15. Oktober 1930, wurden Isoplethen von Windrichtung und Windstärke bis in 1800 m Höhe für die Zeit von 9,00 bis 17,00 Uhr gezeichnet und die Ergebnisse mit der aerologischen Schichtung am Beobachtungstage verglichen. Interessante Ergebnisse über die Großturbulenz werden kurz besprochen. Durch geschickte Ausnutzung der viertelminütigen Steiggeschwindigkeiten gelingt es den Verf., neben dieser Großturbulenz auch noch ein recht übersichtliches Bild der Verteilung wesentlich kleinerer Turbulenzkörper zu erhalten. Zur theoretischen Erfassung dieser Aufgabe behandeln die Verf. die bisherigen Erkenntnisse über den Luftwiderstand von Kugeln im Windkanal und die bisherigen experimentellen Steiggeschwindigkeitsuntersuchungen an Pilotballonen. Die Anwendung dieser Ergebnisse auf ihre Messungen zeigen eine Reihe von interessanten graphischen Darstellungen. Resultierend werden Isoplethen des Luftwiderstandes für den Beobachtungstag gezeichnet und Schlüsse auf die atmosphärischen Vertikalbewegungen am Meßtag gezogen. Beispielsweise ist der Einfluß der Konvektion in den Mittagsstunden sehr gut zu studieren. Die Vertikalbewegungen der Luft bewegen sich in den unteren Schichten bis zu etwa 400 m Höhe in der Größenordnung von etwa 0,5 bis 0,8 m/sec, während sie in größeren Höhen bis zu 1,3 m/sec nachgewiesen werden konnten. Auf eine Reihe von Anwendungsgebieten der Meßmethode wird hingewiesen.

P. Duckert.

V. Väisälä. Wolkenhöhenmessungen mit dem stereoskopischen Entfernungsmesser. Beiträge z. Phys. d. freien Atmosph. 17, 220—226, 1931, Nr. 3. Mit zwei stereoskopischen Entfernungsmessern von $\frac{1}{2}$ und 1 m Basis hat der Verf. eine längere Reihe von Wolkenmessungen durchgeführt, um die Eignung dieser Geräte zu erweisen. Die höchstzulässige Meßentfernung betrug bei dem größeren Gerät 8 km. Der mittlere Fehler der Messungen bei den verschiedenen Wolkenarten und -höhen wird angegeben. Zur Prüfung der Sicherheit der Messungen wurden parallel Wolkenhöhenmessungen mittels Pilotballonen durchgeführt. Die Übereinstimmung erwies sich für die unteren 2 bis 3 km als recht gut, darüber treten erheblichere Abweichungen auf. Die Beobachtungsreihe ist weiter dazu verwendet worden, um mittlere Wolkenhöhen für die verschiedenen Wolkenarten am Beobachtungsort abzuleiten.

P. Duckert.

W. Peppler. Über das Vorkommen markanter Windschichten im unteren Teil der Troposphäre. Beiträge z. Phys. d. freien Atmosph. 17, 235—240, 1931, Nr. 3. Es werden die für die Fliegerei interessanten Windschichtungen in der unteren Troposphäre untersucht. Im ganzen konnten aus dem Material der Drachenstation am Bodensee aus den Jahren 1910 bis 1927 288 Fälle behandelt werden, bei denen die Windschichtungen markant genug hervortraten. Das Windmaximum lag hierbei allgemein im oberen Teil einer Temperaturinversion oder darüber. Eine Untersuchung der Häufigkeit der Windrichtungen im Niveau des Windmaximums ergibt für Friedrichshafen drei bestimmte stark bevorzugte Richtungen, die sehr eng mit drei markanten Wetterlagen verbunden sind: antizyklonaler Ostwindtypus, Föhntypus, zyklonaler Westwindtypus. Ein Versuch der Festlegung der mittleren Höhenlage der Windmaxima ergibt für diese drei Wetterlagen entsprechend 980, 1220 und 1460 m über dem Meeresspiegel (Höhenlage des Bodensees 400 m). Die Windstärkesprünge betragen ungefähr 6 m/sec, die Winddreherung ergibt sich unter den Windmaxima überwiegend als rechts gedreht, während darüber gelegentlich, wenn auch selten Linksdrehungen vorkommen.

P. Duckert.

O. v. Schubert. Ein neuer Beweis für die Erscheinung der Symmetrie. Meteorol. ZS. 48, 89—92, 1931, Nr. 3. Aus dem Auftreten der Weickmannschen Symmetriepunkte im Luftdruckgang wurde auf Zusammensetzung der Luftdruckkurven aus einzelnen Sinuswellen geschlossen. Es wird deshalb die Frage untersucht, ob etwa einfache Verschiebung der Kurve eine größere Ähnlichkeit zwischen verschobener und Originalkurve ergibt als zwischen der Kurve und ihrem Spiegelbild besteht. Im ersten Falle würde es sich um gewöhnliche Periodizität handeln, wogegen die Symmetriepunkte spiegelbildliche Ähnlichkeit der Kurventeile verlangen. Die Frage ist mittels der Korrelationsrechnung nur sehr umständlich, mit dem vom Verf. angegebenen Flächensummenverfahren dagegen sehr einfach und mit vollkommen ausreichender Genauigkeit zu lösen. Bei diesem Verfahren wird die von der verschobenen bzw. gespiegelten und der Originalkurve eingeschlossene Fläche als Maß für die Güte des Symmetriepunktes gewählt, und zwar werden zunächst die Flächensummen für verschiedene Spiegelungspunkte gebildet und der Punkt mit der kleinsten Flächensumme als Symmetriepunkt gewählt. Anwendung des Verfahrens auf die oben aufgeworfene Frage am Beispiel eines gut ausgebildeten Symmetriepunktes ergab zunächst, daß die Flächensummenkurve (Abszisse: Bezugs- bzw. Spiegelungstag, Ordinate: Flächensumme) bei Verschiebung fast doppelt so große Periode besitzt wie bei Spiegelung. Das erklärt sich unmittelbar aus den beiden Behandlungsweisen der Kurven. Vor allem ergibt sich aber, daß bei einfacher Verschiebung der kleinste Flächeninhalt noch um reichlich 10 % größer ist als bei Spiegelung. Daraus wird gefolgert, daß den Symmetriepunkten tatsächlich eine Spiegelung und nicht eine einfache Periodizität zugrunde liegt.

Haurwitz.

S. Škreb. Ein Kriterium des Weickmannschen Symmetriepunktes. Meteorol. ZS. 48, 106, 1931, Nr. 3. Vom angenommenen Symmetriepunkt aus werden gleichweit nach rechts und nach links genügend viele Kurvenordinaten bestimmt und die Differenzen dieser symmetrischen Ordinaten gebildet. Das Maximum der Häufigkeitskurve dieser Differenzen bei Null wird um so stärker sein, je besser die Symmetrie der beiden Kurven ist.

Haurwitz.

H. Koschmieder. Luftdruck, Verdunstung und Niederschlag. Meteorol. ZS. 48, 108—109, 1931, Nr. 3. Verdunstet in einer abgeschlossenen Luftsäule

mit der Grundfläche 1 cm^2 eine bestimmte Wassermenge, so steigt der Luftdruck am Boden um eben diesen Betrag. Bei Kondensation und Ausfällung des Niederschlages umgekehrt fällt der Luftdruck. Die tägliche Periode der Verdunstung und noch mehr des Regens könnte somit unter Umständen als Schwingungserreger in Frage kommen.

Haurwitz.

H. Thomas. Über den Zusammenhang zwischen kurzperiodischen Druckwellen und Fronten. Meteorol. ZS. 48, 109—111, 1931, Nr. 3. In der untersuchten Wetterepoche vom 5. bis 19. Januar 1928 entsprach jeder ausgeprägten Druckwelle eine Wellenstörung der Polarfront. Jedoch besteht kein strenger Zusammenhang. Die Druckwellen können daher nicht allein durch die Druckänderungen erklärt werden, die durch das Vordringen der Kaltluft sowie das Aufgleiten der Warmluft entstehen. Wahrscheinlich spielt auch bald die relativ zur allgemeinen Luftströmung einsetzende Wirbelbewegung eine wichtige Rolle.

Haurwitz.

H. Ludloff. Zur Frage der Stabilität der Zyklonenwellen. Ann. d. Phys. (5) 8, 615—648, 1931, Nr. 5. Verf. behandelt das Problem in folgender vereinfachter Form: Auf einer mit der konstanten Winkelgeschwindigkeit ω rotierenden Scheibe fließen zwei Ströme mit den konstanten Dichten ϱ_1 und ϱ_2 und den Geschwindigkeiten U_1 und U_2 . An der Grenzfläche beider Ströme, die sich unter einem im allgemeinen sehr kleinen Winkel α gegen die Scheibe stellt, treten „lange“ Wellen auf. Die Geschwindigkeit und damit in bekannter Weise die Labilität dieser Wellen soll untersucht werden. Die Stratosphärengrenze wird als starre Wand angenommen. Die Amplitude wird als klein gegen die Schichttiefe und damit erst recht gegen die Wellenlänge betrachtet. Zuerst werden drei einfache Vergleichsfälle auf ihre Stabilität hin untersucht, nämlich zwei nicht rotierende übereinandergeschichtete Flüssigkeitsströmungen, zwei übereinandergeschichtete rotierende Flüssigkeitsschichten ohne Strömung und zwei Ströme in einem nicht rotierenden Kanal, dessen Seitenwände um 45° gegen die Vertikale geneigt sind. Bei der analytischen Formulierung des meteorologischen Problems ist zu beachten, daß die obige Voraussetzung, die Amplituden der Wellen seien klein gegen die Höhe der Luftschicht, nur für mittlere Höhen der Polarfront berechtigt ist. An der Erdoberfläche und der Stratosphärengrenze aber wird diese Voraussetzung nicht mehr erfüllt sein. Es werden deshalb mit Rücksicht auf die Grenzbedingungen vier Gebiete unterschieden. Zwischen I und II besteht eine wirkliche Diskontinuität, die Polarfront. Dagegen gehören I und III, II und IV zusammen. Auf Grund der gemachten Voraussetzungen sind die vertikalen Grenzflächen I/III und II/IV Unstetigkeitsflächen der Vertikal-komponente w der Geschwindigkeit. Im übrigen bestehen die bekannten Grenzbedingungen, die Gleichheit des Druckes und der Normalkomponente der Geschwindigkeit beiderseits der Fläche fordern. Durch Einführung eines Periodenfaktors $e^{ik(x - ct)}$ gelangt man schließlich zu einem System von vier Differentialgleichungen erster Ordnung, das für die numerische Behandlung noch zweckmäßig in dimensionslosen Größen ausgedrückt wird. Zur weiteren Orientierung wird zunächst der Grenzfall behandelt, daß die Wellengeschwindigkeit $c \gg U$ ist, was für lange Wellen zutrifft. Die Diskussion ergibt, daß die Bedingung $2\omega/k > |U_i|$ hinreichend für die Stabilität des Systems ist. Ferner läßt sich zeigen, daß, wenn überhaupt ein komplexes c auftritt, sein Realteil zwischen U_1 und U_2 liegt. Im Grenzfall verschwindenden Dichtesprunges $\varrho_1 - \varrho_2 = 0$ ist die Grenzfläche nahezu vertikal, die Bewegung labil, unabhängig von der Größe der Wellenlänge und der Rotation der Erde. Je kleiner der Unterschied

in der Dichte der Ströme ist, desto mehr neigt die Bewegung des Systems zur Labilität. In dem anderen Grenzfall sehr großen Dichtesprunges ist die Diskontinuitätsfläche nahezu horizontal. Für die Wellengeschwindigkeit ergibt sich die Formel

$$c = U_1 \frac{\varrho_1 h_2 - \varrho_2 h_1}{\varrho_1 h_2 + \varrho_2 h_1} \pm \sqrt{U_1^2 \left[\left(\frac{\varrho_1 h_2 - \varrho_2 h_1}{\varrho_2 h_1 + \varrho_1 h_2} \right)^2 - 1 \right] + \frac{4\omega^2}{k^2} + \frac{\varrho_1 - \varrho_2}{\varrho_1 + \varrho_2} gh + \frac{4\omega^2}{k^2}},$$

wo h_1, h_2 die Höhen der beiden Schichten bedeuten und $U_1 = -U_2$ angenommen wurde, was keine Einschränkung bedeutet, da dem Koordinatensystem ja noch eine beliebige gleichförmige Translationsbewegung superponiert werden darf. Dieser Grenzfall kann zur genäherten Diskussion des Problems der keilförmigen Schichten verwendet werden. Greift man in beliebiger Höhe ein schmales Gebiet heraus, so erhält man durch Einsetzen der richtigen Höhen h_1 und h_2 in obige Formel ein Maß für Labilität oder Stabilität dieses Streifens. Es ergibt sich, daß die beiden Ecken an der Erdoberfläche und an der Stratosphärenengrenze immer relativ stabil sind, während die Mitte Labilität aufweisen kann. Die Diskussion des allgemeinen Problems wurde mittels einiger numerischer Rechnungen durchgeführt. Es ergab sich, daß die mechanische Labilität, wenn überhaupt, nur bei kleinen Wellen von etwa 500 km Länge auftritt, und zwar besonders stark bei großen Windgeschwindigkeiten. Dagegen ist die Labilität der großen Zyklonellen allein als hydrodynamisches Stabilitätsproblem auf der rotierenden Erde nicht zu verstehen. Verf. möchte die beobachtete Labilität dieser Wellen eher in thermodynamischen Vorgängen suchen. Auch eine Grenzschicht an der reibenden Erdoberfläche, sowie das Mitschwingen der Stratosphäre können wohl die Stabilität des Systems vermindern. *Haurwitz.*

Leopold Rosenbaum. Solare und atmosphärische Veränderungen. Meteorol. ZS. 48, 111—112, 1931, Nr. 3. Ergänzende Bemerkungen im Anschluß an Aufsätze vom Verf. und von H. H. Clayton an derselben Stelle. *Haurwitz.*

G. Aliverti e M. C. Montù. Su inversioni del campo elettrico terrestre a cielo sereno e una loro possibile spiegazione. Cim. (N. S.) 8, 15—21, 1931, Nr. 1. Es wird ein anomaler Gang des Potentialgradienten bei heiterem Himmel beschrieben, der am Col d'Olen auf dem Monte Rosa in 2900 m Höhe am 26. August 1930 morgens beobachtet wurde (Messungen siehe unten). Die meteorologischen Messungen ergaben: 548,68 mm Druck, 13,2° Temperatur, 4,24 absolute Feuchtigkeit, 37 relative Feuchtigkeit, der Wind vom Süden hatte eine Geschwindigkeit von 10 km . h⁻¹. Zu dem Phänomen wird eine Erklärung gegeben, aus der sich die Entstehung von Raumladungen aus Wolken oder ruhenden Nebelschichten ergibt. In solchen Schichten reichern sich Ladungen von entgegengesetztem Vorzeichen bzw. zu größeren oder kleineren Beträgen unter dem Einfluß des elektrischen Erdfeldes an; die Ursache kann die veränderte Leitfähigkeit dieser Wolke bzw. der umgebenden Luft sein. Wind von verschiedener Stärke kann weiterhin die verschiedenen Raumladungen der Wolke oder des Nebels trennen. Es wurden folgende luftelektrische Ladungen an dem Tage gemessen.

Stunde	7 ³⁵	7 ⁴⁰	8 ⁰⁰	8 ¹⁴	8 ²¹	8 ²⁶	8 ³⁹	8 ⁴⁰	9 ⁰³	9 ⁰⁸	9 ⁰⁹	9 ²²	9 ²⁸	9 ³⁴	9 ³⁹
Volt/m	228	228	211	128	181	— 60	0	— 369	0	271	0	102	— 41	233	301

Tollert.

H. Markgraf und E. Dobers. Schulmäßige Auswertung und Bearbeitung einer Wetterkarte. Arch. D. Seew. 49, Nr. 8, 11 S., 1931. In einer Einleitung

verweisen die Verff. auf die zunehmende Bedeutung von Wetterkarte und -vorhersage im öffentlichen Leben, in Landwirtschaft, Gewerbe und Schulen und das damit nötige Verständnis weiterer Kreise im Lesen solcher Karten. Der Förderung dieses Zweckes dient die als erste einer Sammlung erschienene vorliegende Wetterkarte, welche in einer Vorübung das Zeichnen von Isobaren und in Arbeitsaufgaben die Zyklone behandelt. An einem typischen Beispiel werden deren Begleiterscheinungen, wie Niederschläge, das Auswirken der Kalt- und Warmluftmassen, der Luftdruckverhältnisse und daraus gezogene Rückschlüsse über Aufbau der Zyklone in die Höhe vorgetragen.

Blaschke.

Fritz Wagner. Untersuchungen über den Geländeeinfluß auf die Windbeobachtungen im Bereich der Deutschen Bucht und des norddeutschen Flachlandes. Arch. D. Seew. 49, Nr. 7, 35 S., 1931. Die Abhandlung beschäftigt sich einmal mit der Brauchbarkeit der Windbeobachtungen, dann mit der Untersuchung des Geländeeinflusses, ferner mit einem Vergleich der Windregistrierungen in Hamburg, einem Versuch, einer Stromfeldbestimmung an einem Strömungshindernis und endet mit einer Schlußbetrachtung. Hinsichtlich der Zuverlässigkeit von Windbeobachtungen wurde auf Köppens Arbeiten zurückgegriffen, während zur Untersuchung der Abhängigkeit des Windes vom Gelände Beobachtungen von van Bebbber und W. Peppler dienten; Arbeiten von Assmann und Georgii gaben die Unterlagen für geographische Darstellung der Windverteilung ab. Der Untersuchung des Geländeeinflusses wurde die Problemstellung vorausgeschickt: nötig ist ein Vergleich der mittleren Windstärke über der Nordsee mit derjenigen an einzelnen Beobachtungsstellen des deutschen Küstengebietes. Dazu dienten das Beobachtungsmaterial von 34 Sturmwarnungsstellen, 4 Normalbeobachtungsstellen, 8 Feuerschiffen usw., Differenzkurven und Darstellungen des Lokaleinflusses an den einzelnen Beobachtungsorten usw. Als Ergebnis der Untersuchung ließe sich anführen: In Bodennähe ist eine kontinuierliche Darstellung des Stromfeldes der Luft nur möglich, wenn der spezielle Einfluß des Beobachtungsortes auf die Winde und des Geländes auf die Luftströmung abzuschätzen ist. Mit den vorhandenen Beobachtungen lassen sich spezielle Stromfelder noch nicht darstellen, dazu müßten erst die Einflüsse auf Windbeobachtungen allgemein bekannt sein.

Blaschke.

L. Steiner. Korrelation zwischen Luftdruck und Niederschlag. Meteorol. ZS. 48, 113—115, 1931, Nr. 3. Der Korrelationskoeffizient (Kkf.) zwischen Luftdruckmittel und Monatssumme des Niederschlages hat einen ausgesprochenen jährlichen Gang, er ist negativ und der absolut höchste Betrag wird im Winter erreicht, der kleinste im Sommer. Der Kkf. zwischen Luftdruck und Gewitterhäufigkeit ist im allgemeinen klein, was darauf hinweist, daß Wärmegewitter einen großen Prozentsatz ausmachen.

Haurwitz.

R. C. Colwell. A method of weather forecasting. Phys. Rev. (2) 37, 464, 1931, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) Früher ist gezeigt worden, daß, wenn ein Hochdruckgebiet sowohl Pittsburg wie Morgantown bedeckt, das Tagessignal von KDKA stärker als das Nachtsignal ist, während es in einem Gebiet niedrigen Druckes umgekehrt ist. Also gibt das Verhältnis von Tag- und Nachtenergie, die von KDKA in Morgantown aufgenommen wird, ein Anzeichen des atmosphärischen Zustandes zwischen den zwei Städten. Bei dieser Methode der Wettervoraussage wird eine Fadingkurve etwa eine Stunde vor Sonnenuntergang und drei Stunden nach Sonnenuntergang aufgenommen. Die Fläche wird mit dem

Planimeter ausgemessen und das Verhältnis von Tag- und Nachtenergie für jeden Tag ausgerechnet. Ist es größer als 1, so wird gutes Wetter vorausgesagt, sinkt es auf $\frac{1}{2}$, so nähert sich ein Sturm. Außer diesem Verhältnis wird der Barometerstand aufgenommen und die Windrichtung beobachtet. Zieht ein Sturmgebiet nördlich von Morgantown vorüber, so herrscht niedriger Barometerstand und Südwind. Geht das Sturmzentrum im Süden vorbei, so ist das Energieverhältnis einer Station im Norden nicht mehr zuverlässig und es muß zu den Ablesungen eine südliche Station benutzt werden. *Güntherschulze.*

Malcolm P. Hanson and E. O. Hulburt. On some solar and lunar spectra taken in Little America, Antarctica. Phys. Rev. (2) 37, 477—480, 1931, Nr. 5. Mittels eines kleinen Quarzspektrographen wurden in Klein-Amerika ($-78,6^{\circ}$) von Hanson bei der Byrd'schen Expedition Sonnen- und Mondaufnahmen hergestellt. Die Reichweiten der Sonnenaufnahmen waren am 25. Januar bei 30° Höhe (12^{h} mittags) $304\text{ m}\mu$, bei 9° Höhe (Mitternachtsonne) $320\text{ m}\mu$; der erste Wert ist in Übereinstimmung mit den Washingtoner Grenzen bei gleicher Höhe, was einer wirksamen Ozonschicht von $0,28\text{ cm}$ für Klein Amerika entspricht. Die Spektren des Mondes am 24. April und 18. Juli ergaben Grenzen bei 310 und $300\text{ m}\mu$, also gleiche Ozonschicht während der Winternacht wie für andere Gebiete. Bemerkenswert ist die dunkle Haloerscheinung um das Mondspektrum vom Juli (Abb.), die wohl auf Eberhardeffekt zurückzuführen ist. Andere Aufnahmen zeigen diesen Effekt lange nicht in dieser Ausdehnung. Die Ursache ist vermutlich in der tiefen Temperatur während der einstündigen Belichtung (-50° F). *Sättele.*

C. G. Rossby. On the effect of vertical convection on lapse rates. Journ. Washington Acad. 20, 1930, Nr. 3. Es wird eine neue Ableitung gegeben für die Änderung des vertikalen Temperaturgradienten, wenn eine Luftmasse unter anderen Druck und anderen Querschnitt kommt. *F. Möller.*

F. Wenk. Zur Frage des Kondensationsvorganges im Cirrusniveau. Mitt. d. Aeron. Observ. Lindenberg 1930, S. 207—210. Aus einer speziellen Wolkenbeobachtung wird der Schluß gezogen, daß der Kondensationsvorgang in Luftmassen, welche längere Zeit im Cirrusniveau gelagert haben, wesentlich verschieden ist von demjenigen in bodennahen Luftschichten. Diese Verschiedenheit wird erklärt mit einem grundsätzlichen Unterschied zwischen den Arten der vorherrschenden Kondensationskerne, und letzterer Unterschied wird darzustellen versucht an Hand einer eigens definierten Stabilitätscharakteristik. Eine größere Übersättigung wird hierbei für den Kondensationsvorgang im Cirrusniveau nicht für erforderlich erachtet. *Wenk.*

A. Biot. Phénomène observé dans un nuage pendant un tir d'artillerie. Ann. de Bruxelles (B) 51, 19—20, 1931, Nr. 1. Nach jedem Schuß einer hinter dem Beobachter feuernden Batterie großer Tragweite bemerkte der Verf. ein rechts vor ihm liegenden parallelipedischen Wolke die Bildung dunkler, durch breite helle Zwischenräume getrennter vertikaler Schichten, die erst nach mehreren Sekunden allmählich verschwanden und beim nächsten Schuß erneut auftraten. Die Wolke befand sich in einer Höhe von einigen hundert Metern und auf oder in der Nähe der Flugbahn des Geschosses. *Bollé.*

Rao Sahb Mukund V. Unakar. Correlation between rainfall in NW-India and height of Indus river at Bukkur. Scient. Notes India Meteorol.

Dep. 3, 15—20, 1930, Nr. 20. Verf. berechnet die Korrelationskoeffizienten zwischen dem Niederschlag in Nordwest-Indien und dem Wasserstand des Indus in verschiedenen Monaten auf Grund langjähriger Mittelwerte, und kommt dabei zu einigen auch prognostisch wichtigen Feststellungen. *K. Keil.*

H. C. Banerjee and K. R. Ramanathan. Upper air circulation over India and its neighbourhood up to the cirrus level during the winter and the monsoon. *Scient. Notes India Meteorol. Dep.* 3, 21—27, 1930, Nr. 21. An Hand der Höhenwindmessungen von 13 Beobachtungsstellen und der Wolkenmessungen von Britisch-Indien geben die Verff. mittlere Isobaren für 4, 6, 8 und 10 km Höhe für die Monate Dezember—Januar und Juli—August. Bemerkenswert ist der Versuch, festzustellen, bis zu welchen Höhen Westwinde eintreten. Die Verff. finden in Nordindien vorherrschende Westkomponenten am Boden. Mit abnehmender geographischer Breite nimmt die Höhe der Untergrenze der Westwindzone zu, um in Südindien im Winter bei 10 km, im Sommer bei 6 km Höhe zu liegen. *K. Keil.*

Friedrich Morton. Helligkeitsmessungen mit Graukeilphotometern auf der Seereise von Europa nach Guatemala und in Guatemala 1928/1929. *Wiener Anz.* 66, 294—302, 1929, Nr. 25. Lichtklimatische Messungen mit Graukeilphotometern in Westindien und Zentralamerika. Schwierigkeiten bei der Messung durch tropische Feuchtigkeit. Die Auswertung der Streifen erfolgte durch das Observatorium in Davos. Diskussion der erhaltenen Resultate. *Dziobek.*

Harald Lunelund und K. T. Holmberg. Über die ultraviolette Sonnenstrahlung in Finnland. *Soc. Scient. Fenn. Comm. Phys.-Math.* 5, Nr. 2, 41 S., 1929. In dieser Arbeit werden die ersten mit photoelektrischen Zellen in Finnland ausgeführten Messungen behandelt. Es wurde in erster Linie mit Hilfe einer mit Argon gefüllten Cadmiumzelle die gesamte ultraviolette Strahlung gemessen. Durch Anwendung verschiedener Filter konnte mit dieser und mit anderen Zellen der Intensitätsverlauf über verschiedene Spektralgebiete untersucht werden. Die Resultate sind in zahlreichen Kurven und Tabellen wiedergegeben und mit den Davoser Werten verglichen. *Schmerwitz.*

M. Bider. Résultats provisoires de mesures du rayonnement solaire à Bâle. *Arch. sc. phys. et nat.* (5) 12, 387—390, 1930, Nov./Dez. (C. R. Soc. Suisse de Géophys. St. Gallen, Sept. 1930). Am meteorologischen und astronomischen Observatorium der Universität Basel führt man seit einem Jahre Messungen der Intensität der Sonnenstrahlung aus und verwendet dazu ein Bimetallaktinometer von Michelson-Marten mit und ohne Rot- bzw. Gelbfilter. Die absoluten Werte gewinnt man durch Multiplikation der relativen, welche kürzlich von Mörikofer und dem Verf. erhalten wurden; sie stimmen hinreichend überein mit denen mittels des Aktinometers nach Prof. Marten gewonnenen. Die Werte sind in Tabellen zusammengestellt je nach den Jahreszeiten, der Dichte der Schicht und gewissen Spektralgebieten. Es ließ sich eine Beziehung der Intensität der Strahlung feststellen in bezug auf den blauen und düsteren Himmel und unter Verwendung der Methode von Eder-Hecht (von Dorno für die Meteorologie empfohlen) hinsichtlich der Intensität Resultate gewinnen, die in einer Tabelle zusammengestellt sind; in einer anderen sind die Werte nach dem Grad der Himmelsbedeckung geordnet. Zur Anwendung kam bei den Messungen auch eine photoelektrische Cadmiumzelle, die Resultate werden noch an anderer Stelle veröffentlicht werden. *Blaschke.*

W. Mörikofer. La perméabilité de tissus de vêtements pour le rayonnement solaire dans diverses régions spectrales. Arch. sc. phys. et nat. (5) 12, 390—392, 1930, Nov./Dez. (C. R. Soc. Suisse de Géophys. St. Gallen, Sept. 1930). Zur Sprache kommt die Durchdringlichkeit verschiedener Gewebe von Kleiderstoffen für die Sonnenstrahlung in verschiedenen Spektralgebieten. Im Ultraroten wie hinsichtlich der Gesamtstrahlung wurde zu den Messungen ein Aktinometer von Michelson, im Ultraviolett eine Cadmiumzelle verwendet. Geprüft wurden 22 Stoffe von sehr mannigfacher Dichte, vor der Färbung, nach Behandlung im kochenden Wasser, rot wie schwarz gefärbt. Es ergaben sich hinsichtlich der Durchdringlichkeit bei den verschiedenen Stoffen sehr große Unterschiede, Einfluß durch Farben u. ä.; rote Stoffe lassen besonders langwellige, blaue Stoffe kurzwellige Strahlen durch; bei weißen ließ sich eine selektive Durchdringlichkeit nicht ausgesprochen beobachten. *Blaschke.*

Anton Graf. Intensitätsgradienten bei elektrischen Aufschlußverfahren. Ergänzungshfte f. angew. Geophys. 1, 286—292, 1931, Nr. 3. Der Verf. verwendet eine zuerst von dem Ref. angewandte Methode der unmittelbaren Vergleichung der magnetischen Wechselstromfeldstärken an zwei nicht weit voneinander entfernten Punkten durch Gegeneinanderschalten gleicher Spulen und berechnet die relative Intensitätsänderung für zwei Fälle, einmal für den Punktdipol des in die Erde gesandten Stromes und dann für die Induktionsmethode mit Kreisschleife und zeigt, wie der normale Abfall, der theoretisch einfach zu berechnen ist, geändert wird durch besser leitende Einlagerung.

Koenigsberger.

Karl Sundberg. Principles of the Swedish Geo-electrical Methods. Ergänzungshfte f. angew. Geophys. 1, 298—361, 1931, Nr. 3. Die theoretischen Grundlagen der schwedischen geoelektrischen Methoden werden auseinandergesetzt, zuerst die Ursachen der Leitfähigkeit von Gesteinen, so der Porengehalt, die Leitfähigkeit des eingeschlossenen Wassers in ihrer Abhängigkeit von der Reinheit, einige Zahlenwerte hierfür gegeben. Die Methode der Äquipotentiallinien, wie sie von Schlumberger und Bergström zuerst praktisch verwandt wurde, wird kurz besprochen, dann Methoden über die Verteilung der Potentialdifferenzen bei Annahme zweier unendlich ausgedehnter horizontaler Schichten; dann ganz kurz die Messung des elektromagnetischen Feldes, den ein der Erde eingepprägter elektrischer Strom verursacht, insbesondere wenn ein besserer langgestreckter Leiter in der Erde sich befindet. Die induktive Methode zur Aufsuchung besserer Leiter mit einem sehr langen linearen Kabel (Erze) wird diskutiert, mathematisch und modellmäßig für einen eingelagerten langgestreckten zylindrischen Leiter (Erz), dessen Achse dem homogen gedachten Magnetfeld des Kabels parallel ist, dann für horizontale und in horizontaler Richtung unendlich ausgedehnte Schichten. Äußerst kurz erörtert werden einige praktische Ergebnisse, wie die Entdeckung des Bolidenerzes und anderer Lagerstätten in Nordschweden, von Lagerstätten bei Buchans (Neufundland), bei Britannia (Kanada), Questa (USA) und auf Billiton (Holländisch-Indien) und ferner Resultate von Strukturuntersuchungen im Wiener Becken, Deutschland und den Vereinigten Staaten von Amerika.

Koenigsberger.

A. B. Broughton Edge. Geoelectrical Prospecting by A. C. Bridge Methods. Nature 127, 37—39, 443, 1931, Nr. 3192 u. 3203. Besprochen wird die geoelektrische Methode der Potentialdifferenzmessung und Äquipotentiallinien an der Erdoberfläche, im wesentlichen nach Schlumberger, aber mit Wechsel-

strom von 500 Hertz, was Schwierigkeiten hinsichtlich Phasenverschiebung usw. insbesondere in der Nähe eines besseren Leiters mit sich bringt. Für diesen Fall wird eine Brückenkompensation verwandt, in der Kapazitäten und Widerstände (neuerdings auch Selbstinduktionen) angebracht sind. In Rhodesia und Australien wurden derart Linien gleichen Potentials und gleicher Phase aufgenommen. Dann wurde die elektromagnetische Induktion angewandt, mit Schleifen von isoliertem Draht auf dem Erdboden, die ein Wechselstrom von 200 bis 60 000 Hertz durchläuft. Das Magnetfeld an verschiedenen Stellen wird jeweils durch zwei Spulen von größerer Windungsfläche in bestimmtem Abstand voneinander verglichen; Größe und Lage der Achsen der Phasenellipse wird bestimmt, indem die beiden Spulen nacheinander an dieselbe Apparatur mit Kommutator angeschlossen werden. Die Methode ist also verschieden von der von Sundberg und Lundberg, die zwei gleiche Spulen gegeneinanderschalten. *Koenigsberger.*

Geophysikalische Berichte

Prof. Alfred Wegener. *Nature* 127, 861, 1931, Nr. 3214.

Scheel.

E. Rothé. Conférence sur les travaux de Emil Wiechert. *Gerlands Beitr.* 28, 390—412, 1930, Nr. 4. Es wird hier ein Vortrag wiedergegeben, den der Verf. auf der Tagung der Union géodésique et géophysique internationale im August 1930 in Stockholm gehalten hat. Die deutsche Wissenschaft kann ihm dankbar sein, daß er es unternommen hat, in so hervorragender Weise eine Würdigung Wiecherts und seiner Arbeiten vor solchem Forum zu geben.

F. Steinhauser.

Geophysik, 2. Teil, Physik des festen Erdkörpers und des Meeres. *Handb. d. Experimentalphys.* (Wien-Harms) 25 [2], redigiert von G. Angenheister. XIII u. 823 S., zahlreiche Figuren, 3 Tafeln. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft, 1931. Dieser Band gibt mit den bereits erschienenen Bänden (25 [1] und 25 [3]) einen vollständigen Überblick über das Gebiet der Geophysik. An Hand des Dargestellten und der ausführlichen Literaturangaben ist der Leser imstande, sich Kenntnis des heutigen Standes und der neueren Entwicklung dieses Wissenszweiges zu verschaffen. Wie in den anderen Bänden wurde auch hier der Stoff weitgehend unter verschiedene Verfasser aufgeteilt, und es wurde hierdurch erreicht, daß die einzelnen Autoren nur solche Gebiete beschreiben, in denen sie selbst gearbeitet haben. Inhalt: A. Physik des festen Erdkörpers. G. Tammann. Die Änderungen der chemischen Zusammensetzung in der Erde, S. 3—28. Gerhard Kirsch. Die Radioaktivität der Erde, S. 31—73. (Verbreitung der radioaktiven Substanzen und ihre Bedeutung für die Wärmewirtschaft der Erde, Geologische Zeitmessung und Radioaktivität.) Franz Kossmat. Das Erdbild und seine Veränderungen, S. 77—138. (Material der Erdrinde, Faktoren der Veränderung des Erdbildes, Geschichte des Erdbildes, Vergleichende Tektonik, Theorien der Krustenbewegungen.) H. Schmehl und K. Jung. Figur, Schwere und Massenverteilung der Erde, S. 141—357. (Figur der Erde; Schwerkraftmessungen; Regionale und lokale Anomalien des Schwerfeldes, Isostasie; Gezeitenschwankungen des Schwerfeldes, Horizontalpendel, Trifilargravimeter, Starrheit der Erde; Mittlere Dichte der Erde, Gravitationskonstante, Dichte, Schwereintensität, Druck im Erdinnern.) E. Tams. Die Seismizität der Erde, S. 361—437. (Häufigkeit und Intensität der Beben, Begriff der Seismizität; Geographische Verbreitung der Erdbeben; Ursache der Erdbeben, Seismogenese und Bau des Erdantlitzes; Zeitliche Schwankungen im Auftreten der Erdbeben.) O. Meisser und G. Krumbach. Seismik, S. 441—566. (Theorie der Erdbebenwellen; Seismische Instrumente; Seismische Registrierungen; Aufbau des Erdkörpers.) B. Physik des Meeres. A. Defant. Physik des Meeres, S. 570—686. (Räumliche Ausdehnung des Meeres; Physikalisch-chemische Eigenschaften des Meerwassers; Temperatur des Meeres, ihre örtlichen und zeitlichen Verschiedenheiten; Der Salzgehalt und seine örtlichen und zeitlichen Verschiedenheiten; Aufbau des Meeres; Statik des Meeres; Kinematik des Meeres; Dynamik der Meeresströmungen; Ozeanische Zirkulation.) F. Hopfner. Die Gezeiten der Meere, S. 689—801. (Gezeitenwellen; Theorie der Meeresgezeiten; Gezeitenbeobachtungen, ihre Bearbeitung und ihre Ergebnisse.) Register. *K. Jung.*

Rudolf v. Zwerger. Entwicklung und Stand der geophysikalischen Durchforschung der Südstaaten von U. S. A. *Petroleum* 27, 335—347, 1931, Nr. 19.

H. Ebert.

International Geodetic and Geophysical Union (Union Géodésique et Géophysique Internationale) Stockholm Assembly, August 1930. Department of Terrestrial Magnetism Carnegie Institution of Washington. Reports and Communications to Section of Terrestrial Magnetism and Electricity Section of Oceanography, Washington D. C., June 30, 1930, 111 S. *Koenigsberger*.

C. A. Heiland. The Department of Geophysics. Colorado School of Mines Quarterly Vol. XXV, No. 2, Sup. A. Beschrieben wird das neuerbaute Institut für angewandte Geophysik der Colorado School of Mines mit seinen Räumen, Apparaten und einem eingehenden Studienplan. Daß gründliche Kenntnisse in Mathematik und Physik unentbehrliche Voraussetzungen sind, wird wiederholt betont. Eingehende Kenntnis der allgemeinen Geophysik wird verlangt, die eingehenden Textbücher von Jeffreys, Gutenberg, Prey-Mainka-Tams werden empfohlen, woraus zu ersehen ist, daß erhebliche Anforderungen gestellt werden und selbständig denkende Feldgeophysiker ausgebildet werden sollen, nicht Studierende der Bergschule, die einige physikalische Apparate zur Not handhaben können. *Koenigsberger*.

National Research Council. Transactions of the American Geophysical Union Tenth Annual Meeting, April 25 and 26, 1929, Eleventh Annual Meeting, May 1 and 2, 1930, Washington D. C., Published by the National Research Council of the National Academy of Sciences, Washington D. C., June 1930, 314 S., vervielfältigte Maschinenschrift.

A. H. Miller. Gravity-comparisons in Europe and America. S. 20—22. Relative Schweremessungen ergaben:

Potsdam	$g = 981,2750 \text{ cm} \cdot \text{sec}^{-2}$
Greenwich.	$g = 981,1885$
Ottawa	$g = 980,6214$
Washington	$g = 980,1170$

Es ist besonders zu bemerken, daß hiernach die Schwere in Washington um $0,006 \text{ cm} \cdot \text{sec}^{-2}$ größer gefunden wurde als früher bei den bekannten relativen Schweremessungen Putnams.

J. B. Macelwane. Earthquake surface-waves. S. 41—43. Kurze zusammenfassende Darstellung über Probleme und Ergebnisse der Erforschung seismischer Oberflächenwellen.

Harry Fielding Reid. The forces and movements at the earthquake-focus. S. 43—46. Die mechanischen Vorgänge im Herd bei Land- und Seebeben werden in zusammenfassender Weise besprochen.

Frank Neumann. The velocity of surface-waves. S. 47.

Ernest A. Hodgson. The Seismicity of the Arctic (Abstract). S. 47—49. Enthält eine Karte der Epizentren arktischer Beben aus den Jahren 1911—1927.

L. Don Leet. Earth-vibrations from dynamite blasts. S. 49—62. Kurze historische Übersicht, Beschreibung der Ausführung und Organisation seismischer Feldarbeiten. Einiges aus der Theorie der Fortpflanzung elastischer Wellen. Bemerkenswert ist eine Figur, die die Energieverteilung bei Reflexion und Brechung an naheliegenden Beispielen erläutert.

N. H. Heck. The corpuscular ray theory of the aurora. S. 67—73. Eine zusammenfassende Darstellung mit Figuren von der Verteilung der Polarlichter nach geographischer Lage und Höhe von Terellaversuchen und Elektronenbahnen.

F. E. Fowle. Ozone: Is it due to corpuscular or ultraviolet-emission from the sun, or both? S. 73—77. Kurven der Monatsmittel der Ozonabsorption in der Atmosphäre (1921—1928) zeigen nach Beobachtungen auf der

Nordhalbkugel deutlichen Parallelismus mit der Sonnenfleckenhäufigkeit. Bei der Südhalbkugel jedoch ist dieser Zusammenhang nicht ausgeprägt, hier ist der Verlauf mehr parallel dem Abstand der Erde von der Ebene des Sonnenäquators. Es werden Betrachtungen über die Erklärung dieser Zusammenhänge angeschlossen.

C. O. Iselin. Recent work on the Dynamic Oceanography of the North Atlantic. S. 82—89. In der Nähe der Ostküste Nordamerikas und nördlich von den Azoren wurden zur Strömungsrichtung senkrechte Profile des Golfstromes ozeanographisch untersucht. Mehrere Figuren zeigen die Verteilung von Temperatur, Salzgehalt, Dichte und Ca-Gehalt.

Scott E. Forbush und O. W. Torreson. The Meinesz gravity-apparatus on the Carnegie. S. 137—140. Die Versuche mit dem Pendelapparat von Vening Meinesz haben auf der Carnegie wegen zu starker Schwingungen des Schiffes nicht zu Erfolgen geführt.

Pedro C. Sanchez. Gravity-anomalies in Mexico. S. 140—147. Enthält Karten und Tabellen der Bouguerschen Schwereanomalien und der Freiluft-anomalien in Mexiko, bezogen auf die Schwereformel von Bowie 1917.

Harlan T. Stetson. The study of earth-tides from the variation in latitude. S. 148—152. Aus Beobachtungen der Zenitlage werden gezeiten-ähnliche Wirkungen des Mondes auf die Erdkruste festgestellt, deren Ablauf ungefähr mit den Gezeiten der festen Erde übereinstimmt. Dagegen ist die Amplitude etwa fünf- bis zehnmal so groß wie die der mit Horizontalpendeln gemessenen Gezeiten. Es wird versucht, diesen Effekt auf eine zur Niveauläche parallele Bewegung der Erdkruste zurückzuführen, die sich in der Zenitlage, nicht aber als Ausschlag des Horizontalpendels bemerkbar machen kann.

Alexander McAdie. A serviceable scale for earthquake-intensity. S. 157—158. Es wird eine Erdbebenskale vorgeschlagen, deren Grade bestimmte Beschleunigungen der Bodenteilchen umfassen. Grad I beginnt bei 1 Milligal, der stärkste Grad, X, endigt mit 1 Kilogal (\approx Schwerebeschleunigung).

H. E. McComb. A tilt-compensation seismometer. S. 159—161. Durch eine einfache Vorrichtung wird der Seismograph (Horizontalpendel) unempfindlich gegen Neigungen seiner unbeweglichen Teile gemacht. Der die optische Registrierung vermittelnde Spiegel ist nicht fest mit dem Gehänge verbunden, sondern bildet mit einem eine leichte, kleine Platte tragenden Fortsatz ein für sich schwingendes System. In der Ruhelage liegt der Spiegel horizontal, der Fortsatz hängt vertikal. Die Platte des Fortsatzes taucht in ein mit dem Gehänge fest verbundenes Ölgefäß. Bei schnellen Bewegungen wird der Fortsatz, also auch der Spiegel, von der Bewegung des Gefäßes mitgenommen und die Gehängeschwingung registriert; bei ganz langsamen Bewegungen jedoch hat das Spiegelsystem Zeit, sich in seine Ruhelage einzustellen, so daß langsame Änderungen in der Aufstellung des Apparates auf die Ruhelage des Spiegels keinen Einfluß ausüben können. Bei Seismographen von 100facher Vergrößerung und Bodenbewegungen mit Perioden bis zu etwa 1 Minute hat sich die beschriebene Anordnung bewährt.

O. H. Gish. The significance of atmospheric-electric observations at sea. S. 190—197. Enthält Angaben über Instrumente und Methoden mit Figuren.

Floyd M. Soule. Earth-inductor measurements aboard the Carnegie, cruise VII. S. 200—206. Messungsmethoden für Inklination und Horizontalintensität mit dem Erdinduktor werden eingehend dargestellt unter besonderer Berücksichtigung der experimentellen Schwierigkeiten bei fahrendem Schiff. Ein Vergleich zwischen der in der San Franzisko-Bai gemessenen Horizontalintensität mit Werten, die man am Land mit Magnetometern erhalten hat, zeigt im großen und ganzen befriedigende Übereinstimmung.

Daniel L. Hazard. Secular Variation of the earth's magnetism in the United States. S. 206—214. Enthält Karten der mittleren jährlichen Änderung von Deklination, Inklination und Horizontalintensität in den Jahren 1885—1895, 1895—1905, 1905—1915, 1915—1925 und Tabellen zur Reduktion auf 1925.

H. W. Flisk. Regional distribution of magnetic secular-variation over the earth's surface. S. 215—223. Enthält graphische Darstellungen der jährlichen Änderung der Deklination von Jahr zu Jahr (1903—1927) für Stonyhurst, Cheltenham, Honolulu, Pawlowsk, Coimbra, Agincourt, Samoa, ferner in den Jahren 1905, 1915, 1925 für Europa und Sibirien zwischen 50 und 60° N, Weltkarten der jährlichen Änderung von Deklination, Inklination und Horizontalintensität und spezielle Karten für die Horizontalintensität in Asien, Südamerika und auf der Nordhalbkugel.

Ross Gunn. Earth movements and terrestrial-magnetic variations. S. 223—228. Im Hinblick auf isostatische Ausgleichbewegungen, Gezeiten und Erdbeben werden die bei Verschiebung elektrisch leitender Schollen auftretenden Ströme und Magnetfelder abgeschätzt. Vielleicht können heftige Ausgleichsbewegungen stark leitender Schollen meßbare Wirkungen haben.

Edward H. Smith. Preliminary Results of the Coast Guard's Marion Expedition to Davis Strait. S. 245—251. Enthält Karten mit Angaben über Meerestiefen, Strömungsrichtungen und die Drift von Eisbergen.

H. U. Sverdrup. Some oceanographic results of the Carnegie's work in the Pacific. The Peruvian Current. S. 257—264. Enthält mehrere Figuren mit Angaben über Strömungen, Salzgehalt, Bodenrelief und Wassertemperatur.

Floyd M. Soule and C. C. Ennis. Sonic depth-finding on the Carnegie, cruise VII. S. 264—274. Enthält eingehendere Ausführungen über die notwendigen Korrekturen und graphischen Darstellungen mehrerer im West-Pazifik geloteter Profile.

Charles F. Brooks. Surface temperature, density, and salinity profiles across the straits of Florida. S. 284—292. Enthält graphische Darstellungen und eine Tabelle.

L. H. Adams. The general character of deep-seated materials in relation to volcanic activity. S. 309—314. In einer übersichtlichen Darstellung werden die Eigenschaften des tiefliegenden Krustenmaterials — Temperatur, Druck, Zusammensetzung, physikalischer Zustand — besprochen. Besondere Berücksichtigung findet die Verteilung radioaktiver Substanzen, soweit sie durch Erhitzen zur Bildung lokaler Magmaherde beitragen können. *K. Jung.*

F. Holweck et P. Lejay. Perfectionnements à l'instrument transportable pour la mesure rapide de la gravité. C. R. 192, 1116—1119, 1931, Nr. 18. Der Schwereapparat von Holweck und Lejay besteht im wesentlichen aus einer Quarzstange, die in vertikaler Lage an ihrem unteren Ende mittels einer Blattfeder aus Invar an der Unterlage befestigt ist und dort den Drehpunkt ihrer Schwingungen hat. Der Apparat arbeitet mit erheblich geringerem Zeitaufwand als die bisher üblichen Pendelapparate. Im Vergleich zur ersten Ausführung des Apparates wurden einige instrumentelle Verbesserungen angebracht. Eine Messungsreise von Paris über Dijon, Lyon nach Genf und über dieselben Stationen zurück brachte auf Hin- und Rückweg Resultate, die in bemerkenswerter Weise übereinstimmen. Auch die Übereinstimmung mit früher gemessenen Schwerewerten ist sehr gut. Der 2000 km lange Automobiltransport hat dem Instrument nicht geschadet. Mit der Ausführung der endgültigen Konstruktion ist begonnen.

K. Jung.

C. A. Heiland. A New Geophone. Technical Publication Nr. 330 [1], Geophysical Prospecting No. 22. The American Institute of Mining and Metallurgical Engineers, New York 1930. Das von C. A. Heiland konstruierte Geophon dient für die Aufnahme von Schallwellen, die durch geeignete Schallquellen erzeugt werden und kann besonders für Echomethoden angewandt werden. Das Prinzip ist dasselbe, wie das des Geophons, welches vom U. S. Bureau of Mines konstruiert wurde und das jetzt für die Verständigung mit verschütteten Bergleuten, für die Auffindung von Rissen in Wasserröhren, von Feuer im Bergwerk dient. Das Geophon beruht auf der Kompression einer abgeschlossenen Luftmasse durch die Bewegung eines bleibeschwerten Diaphragmas mitten in einer kleinen Kammer. Die Übertragung der Luftverdichtung und Verdünnung in den beiden Abteilungen wird durch zwei Gummischläuche auf zwei kleine runde Luftkammern übertragen, die durch dünne Membranen abgeschlossen sind. In der Mitte dieser Membranen ist je ein dünnes Haar befestigt und um eine Spiegelachse gewunden, so daß die Wirkung der entgegengesetzten Bewegung beider Diaphragmen sich verstärkt. Die Drehung des Spiegels kann mit Skale oder photographisch abgelesen werden. Man beobachtet die Ausdehnung eines Lichtbandes.

J. Koenigsberger.

Anders Ångström. Das Ångström-Pyranometer, Type 1930. Strahlentherapie 39, 526—534, 1931, Nr. 3. Das bisherige Pyranometer hat drei Fehler: die Binnenreflexionen, und damit die Empfindlichkeit des Instrumentes, waren infolge der Bedeckung mit einer durchsichtigen Glashalbkugel von der Sonnenhöhe abhängig; bei niedrigem Sonnenstand fiel die Strahlung in verschiedener Weise auf und zwischen die Aktinometerstreifen; die Streifen bogen sich leicht durch. Das neue Pyranometer, Type 1930, verwendet statt einer Glashalbkugel eine ebene, runde, 1 mm starke Milchglasplatte, die einen kurzen Zylinder mit geschwärzten Innenwänden abschließt. 1 cm unterhalb der Platte sind die Aktinometerstreifen in gewohnter Weise angeordnet. Es wird an Hand von Messungen gezeigt, daß Drehung des Instrumentes um seine Längsachse keine Änderung der gemessenen Werte ergibt, daß die lineare Beziehung zwischen der auf das Milchglas auffallenden und der mit dem Pyranometer gemessenen Intensität für alle Sonnenhöhen gewahrt bleibt, und daß die Wellenlängen der Sonnenstrahlung wie der Himmelsstrahlung in gleichem Ausmaß durch die Milchglasplatte geschwächt werden. Ein Vergleich mit dem Abbotschen Melikeroninstrument zeigt im allgemeinen Übereinstimmung bei den verschiedenen Sonnenhöhen. Nur bei den sehr kurzen Wellenlängen, die bei sehr klarem Wetter noch vorhanden sind, gibt das Pyranometer niedrigere Werte an, die wohl zum Teil durch Fehler des Melikérons bedingt sind (Fehlergröße beider Instrumente $\pm 5\%$).

Risse.

Fritz Albrecht. Ein neues elektrisches Pyranometer zur Messung und Beobachtung der Sonnen- und Himmelsstrahlung. Strahlentherapie 39, 535—540, 1931, Nr. 3. Nach einer kritischen Besprechung der Pyranometer von Ångström und Kimball sowie des Solarimeters von Moll-Gorczinsky wird ein neues Pyranometer beschrieben, das aus einer bis auf wenige Millimeter Luftdruck evakuierten Glasbirne besteht, in die das absorbierende, völlig geschwärzte Lamellensystem eingeschlossen ist. Die Hauptlamelle besteht aus zwölf voneinander isolierten Sektoren und kann geheizt werden, was eine bequeme Empfindlichkeitskontrolle gestattet. Die Gegenlötstellen liegen unter kleinen Plättchen aus Kupferblech und sind durch dünnen Kupferdraht miteinander zu einem Ring verbunden. Der Druck des Füllgases ist so zu wählen, daß die Wärmeabgabe des Ringes und der Platte an die umhüllende Glasglocke gleich ist. Diese soll später durch Uviolglas ersetzt werden. Das Instrument hat, bei etwa gleicher Empfind-

lichkeit wie bei den bisherigen Pyranometern, keinen Nullpunktsgang gegenüber dem Solarimeter, 70 Sekunden Einstelldauer bis auf 1 % des Ausschlags und hat sich in der Praxis bewährt. Sein Hauptvorteil liegt in der Vermeidung der weißen Flächen. *Risse.*

Fritz Albrecht und Konrad Büttner. Zur Theorie von Aktinometern und Pyranometern I und II. Gerlands Beitr. 22, 13–28, 1929; 26, 241–282, 1930. I. Es sollen die relativen Instrumente zur Messung der Sonnen- und Himmelsstrahlung in Theorie und Anwendung besprochen werden. Teil I behandelt die Theorie der Aktinometer mit Temperaturmessung allein am auffangenden Körper. Bei ihnen ist der Windeinfluß am Hüllkörper zu eliminieren. Dies geschieht durch Messung der Abkühlungsgeschwindigkeit beim Silver-disk-Aktinometer, oder es werden bei sehr kleiner Wärmekapazität des Auffangkörpers ausgeglichene Verhältnisse abgewartet (Aktinometer von Michelson und von Kalitin). Für beide Fälle werden die Gleichungen aufgestellt und das Prinzip der Messungen angegeben. Die Theorie des Michelsonschen Bimetall-Aktinometers wird ausführlich behandelt und mit den Erfahrungen an einem bestimmten Instrument verglichen. II. Theorie derjenigen Aktinometer, die die Temperaturdifferenz des auffangenden gegen den Hüllkörper messen. Es sind dies die zur Strahlungsregistrierung geeigneten Instrumente. Als mechanisches Instrument wird das von Brazier kurz und das von Büttner konstruierte Michelsonsche Aktinometer mit kompensiertem Nullpunktgang ausführlich behandelt. Die Kompensation ist durch Hintereinanderschalten von zwei Bimetallstreifen mit entgegengesetztem Verbiegungssinn erreicht. Durch einen geeigneten Sucher ist die Visierung auf die Sonne gleichzeitig mit der Fadenablesung möglich. Das Instrument hat sich im Höhenflugzeug bewährt. Der Theorie der elektrischen Aktinometer sind allgemeine Berechnungen der günstigsten Bedingungen für eine Thermosäule, Temperaturverlauf in einer bestrahlten Lamelle, Einwirkung der Isolationsstücke und Temperaturkoeffizient vorangestellt. Es folgt die Theorie der Aktinometer von Crova-Sawinoff, von Dorno-Thilenius, von Linke, von Moll-Gorczyzsky und des Heizbandaktinometers und Heizbandbolometers, die von Albrecht zur experimentellen Prüfung der Theorie der elektrischen Aktinometer konstruiert wurden. Die Untersuchungsreihe soll fortgesetzt werden. *Hermann.*

J. N. Hummel. Eine einfache Methode zur automatischen Registrierung von Koinzidenzen in Geiger-Müllerschen Zählrohren. Naturwissensch. 19, 375–376, 1931, Nr. 18. Es wird eine insbesondere für die Untersuchung der Höhenstrahlung wichtige Methode angegeben, mit deren Hilfe die in zwei Zählrohren eintretenden Koinzidenzen der Stromstöße bequem nachgewiesen werden können. Im angeschalteten Elektrometer entsteht bei der verwendeten Schaltung (Hintereinanderschaltung der Rohre) nur dann ein kräftiger Ausschlag, wenn beide Rohre durch Stoßionisation gleichzeitig leitend überbrückt werden. Näheres im Original bzw. in einer angekündigten ausführlichen Mitteilung.

K. W. F. Kohlrausch.

Jordan-Eggert. Handbuch der Vermessungskunde. Zweiter Band, erster Halbband: Feld- und Landmessung. 9. Aufl., bearbeitet von O. Eggert. 589 S. mit zahlreichen Figuren und Abbildungen. Stuttgart, J. B. Metzlersche Verlagsbuchhandlung, 1931. Bei der neuen Bearbeitung des bekannten Handbuchs der Vermessungskunde durch Prof. Dr. O. Eggert erwies es sich als unmöglich, den gesamten Inhalt des bisherigen zweiten Bandes, der infolge der Entwicklung der Vermessungskunde in den letzten Jahren eine bedeutende Erweiterung erfahren mußte, in einem Band unterzubringen. Der kürzlich erschienene erste Halbband

enthält die eigentliche Feld- und Landmessung, d. h. die Bearbeitung der Horizontalaufnahmen mit Einschluß der trigonometrischen und polygonometrischen Grundlagen. Der demnächst erscheinende zweite Halbband wird die übrigen Kapitel des ehemaligen zweiten Bandes enthalten (Höhenmessung, Tachymetrie, topographische Aufnahmen, Photogrammetrie, Vermessungsarbeiten für Ingenieurbauten). In der neuen Auflage wurde möglichst erschöpfende Darstellung aller wesentlichen den Vermessungsingenieur betreffenden theoretischen und praktischen Fragen angestrebt, insbesondere wurden die großen Fortschritte der letzten Jahre eingehend berücksichtigt. Die Beschreibung der geodätischen Instrumente sowie der mannigfaltigen mechanischen Hilfsmittel darf ebenfalls Anspruch auf Vollständigkeit erheben. Im ganzen erweist sich der vorliegende Halbband als eine für den Vermessungsingenieur wie für den Studenten gleich wertvolle Darstellung des heutigen Standes der Feld- und Landmessung. Um den Studierenden die Übersicht in der Fülle des Gebotenen zu erleichtern, wurde vom Bearbeiter im Vorwort eine Zusammenstellung derjenigen Paragraphen gegeben, die für eine Einführung in den behandelten Gegenstand in erster Linie in Frage kommen.

H. Jung.

Heinrich Jung. Über isostatische Schwereanomalien. *ZS. f. Geophys.* 7, 149—166, 1931, Nr. 3/4. Man kann bekanntlich isostatische Reduktionen der Schwereintensität in verschiedener Weise ausführen, indem man entweder nach Hayford die gesamte über dem Meeresniveau liegende Masse beseitigt und als Kompensationsmasse zwischen dem Meeresniveau und der Ausgleichsfläche anbringt oder nach Ansel als Kompensationsmasse bei nicht isostatisch eingestellten Schollen nur die Masse verteilt, die sich zwischen dem Meeresniveau und der „isostatischen“ Höhe der Scholle befand, d. h. der Höhe, die die Schollenoberfläche im isostatischen Falle hätte. Die isostatische Höhe ist nicht gegeben, sie kann auf verschiedene Art näherungsweise aus verschiedenen Schwereanomalien berechnet werden. Je nach dem Gang der Rechnung und ihren Grundlagen erhält man verschiedene Werte für die Ansel'sche Anomalie. An Hand typischer Beispiele — zylinderförmige Krustenscholle in verschiedenem isostatischen Zustand — wird eingehend untersucht, in welchem Falle man durch welche Berechnungsweise dem unbekannten wahren Wert der Ansel'schen Anomalie am nächsten kommt und welche dieser Anomalien nach der von Ansel aufgestellten Formel

$$\frac{\Delta g_{is}}{\Delta g'} = \frac{\rho' - \rho}{\rho'}$$

aus der Krustendichte ρ die subkrustale Dichte ρ' am besten finden läßt. Für die auf übliche Weise berechneten Hayfordschen Anomalien gilt im allgemeinen die Ansel'sche Formel nicht; es läßt sich nur in manchen Fällen durch meist sehr unwahrscheinliche Annahmen über Ausgleichstiefe und Dichten ihre Gültigkeit erzwingen. Praktische Bedeutung dürfte diese Möglichkeit kaum haben. *K. Jung.*

J. de Graaff Hunter. Isostasy. *Nature* 127, 593—594, 1931, Nr. 3207. In Berichtigung einer nicht ganz zutreffenden Angabe Heiskanens über den isostatischen Zustand Indiens („Isostasy and the Figure of the Earth“, *Amer. Journ. of Science* 21, Nr. 121, Januar 1931) wird mitgeteilt: „Nimmt man Indien als ganzes, so herrscht isostatische Kompensation nicht vor. 100 000 Quadratmeilen in der Gangesebene haben Anomalien, die einer Gesteinsbedeckung von 1000 bis 6700 Fuß Mächtigkeit entsprechen, während nördlich von Nagpur auf 50 000 Quadratmeilen 1000 bis 3700 Fuß mächtige Gesteine fehlen. Der Himalaya ist bis zu einem gewissen Grade kompensiert, brauchbare Messungen liegen jedoch nur aus verhältnismäßig kleinen Gebieten vor. Man kann den Zustand Indiens nicht

als eine Stütze der Theorie vom isostatischen Ausgleich in der Erdkruste ansehen. Der Himalaya mag vorwiegend ausgeglichen sein, dies gilt jedoch nicht für den übrigen Teil Indiens“ (sinngemäße, nicht ganz wörtliche Übertragung vom Referenten). *K. Jung.*

Q. Majorana. Quelques recherches sur l'absorption de la gravitation par la matière. Journ. de phys. et le Radium (7) 1, 314—324, 1930, Nr. 9. Als Gravitationsgesetz wird angenommen

$$F = R \cdot \frac{M_1 M_2}{r^2} \cdot e^{-hr},$$

wobei h die Absorption der Gravitation in einem Medium von der Dichte 1 angeben soll. Es wird versucht, den Betrag von h experimentell zu bestimmen. 1. Versuch: Eine empfindliche Waage trägt zwei Bleikugeln von 1,247 kg. Die eine dieser Kugeln wird von geeignet geformten, mit Quecksilber gefüllten Gefäßen umgeben. Es zeigt sich danach eine Gewichtsverminderung dieser Kugel von etwa 0,001 mg. Hieraus berechnet man $h = 6,66 \cdot 10^{-12}$. 2. Versuch: Statt mit Quecksilber wird die eine Bleikugel mit Blei umgeben. Die Gewichtsverminderung ist etwa 0,002 mg, $h = 2,8 \cdot 10^{-12}$. Zwei weitere Versuche mit Blei und Quecksilber haben noch nicht zu sicheren Ergebnissen geführt. *K. Jung.*

K. Schütte. Karte der Schwereabweichungen von Süddeutschland. Veröff. d. Bayerischen Kommission für die Internationale Erdmessung. München 1930, 21 S., 1 Karte. § 1. Die Verteilung der Beobachtungen, das Quellenmaterial. § 2. Die systematischen Fehler des bisherigen Schwerenetzes. § 3. Zur Reduktion der beobachteten Schwerewerte. § 4. Tabelle und Karte. Die Karte enthält etwa 600 Stationen in dem Gebiet von $46^{\circ} 20'$ bis 51° nördl. Breite und 6 bis 14° östl. Länge. Eingezeichnet sind die Bouguerschen Anomalien $g'' - \gamma_0$, bei mehrfach vermessenen Stationen die Mittelwerte und Isogammen im Abstand von 10 Milligal. Die Tabelle gibt Stationsnummer, Stationsbezeichnung, Länge, Breite, Höhe, Gesteinsdichte, Beobachter, Jahr, g , g''_0 , γ_0 , $g''_0 - \gamma_0$, bei mehrfach vermessenen Stationen die Einzelwerte. *K. Jung.*

Relative Schweremessungen in Bayern sowie auf den Referenzstationen Potsdam (1928), Karlsruhe i. B. (1927—1929), Basel-Binningen (1929) und im Saargebiet. Ausgeführt von E. Zinner (1921/22) und K. Schütte (1926—1930), bearbeitet von K. Schütte. Veröff. d. Bayerischen Kommission für die Internationale Erdmessung, Heft 11, München 1931, 96 S., 6 Taf. Ausführliche Veröffentlichungen der Messungen und Nebenbeobachtungen. Inhalt: Einleitung, I. Beschreibung der Pendelorte und die Hilfsinstrumente; II. Die Beobachtungen im Jahre 1921; III. im Jahre 1922; IV. im Jahre 1926; V. im Jahre 1927; VI. im Jahre 1928 (das neue Pendel und seine Konstanten, Neubestimmung des Schwereunterschiedes München-Potsdam 1928, Feldbeobachtungen 1928); VII. im Jahre 1929; VIII. im Jahre 1930; IX. Die Genauigkeit der Beobachtungen; X. Die Veränderlichkeit der Pendel und ihre endgültige Schwingungsdauer; XI. Über die Haidschen relativen Pendelbeobachtungen im Jahre 1900; XII. Ableitung der Schwerewerte und Ausgleichung des Süddeutschen Schwerenetzes; XIII. Zusammenfassende Darstellung aller bayerischen Pendelbeobachtungen (1896—1930). Die Haupttabelle im letzten Kapitel gibt Stationsnummer, Stationsbezeichnung, Breite, Länge, Höhe, Gesteinsdichte, Beobachter, Jahr, Δg , g , $\Delta g'$, $\Delta g''$, topographische Korrektion,

$\Delta g' + \Delta g'' +$ topographische Korrektur, g_0'' , γ_0 , $g_0'' - \gamma_0$. 3 Tafeln zeigen Ortspläne und Grundrisse von Beobachtungsräumen, 3 Tafeln geben graphische Darstellungen von Uhrständen.

K. Jung.

N. Malkin (N. Malkine). Relation entre les gradients du potentiel newtonien sur un plan et son application à l'étude des anomalies gravifiques et magnétiques. Bull. Russ. (7) 1930, S. 757—771, Nr. 8 (russisch). Verf. gibt eine Zusammenstellung der verschiedenen Beziehungen zwischen den Elementen des Newtonschen Potentials für den Fall einer unendlichen Ebene und zeigt, wie diese Formeln bei experimentellen Untersuchungen z. B. über die Gravitationsanomalien in Gebirgsgegenden anzuwenden sind. Es wird darauf hingewiesen, daß man in manchen Fällen genauere Resultate erhalten soll, wenn nur ein Teil der Elemente des Erdmagnetismus gemessen, die übrigen aber nur berechnet werden. Die Formeln wurden zur Auswertung der Ergebnisse einer Meßreihe der Elemente des Erdmagnetismus in Südrußland angewandt und ermöglichten, magnetische Anomalien vorauszusagen, welche durch spätere Messungen tatsächlich bestätigt wurden.

L. Tuwim.

G. I. Pokrowski und W. K. Korsunski. Über einige Gesetzmäßigkeiten der Atomhäufigkeit in der Erdrinde und in Meteoriten. Naturwissensch. 19, 421—422, 1931, Nr. 20. Verff. vergleichen die Kurve $f(z) = \log \frac{N_1}{N_2}$,

wo z die Atomnummer, N_1 die Atomhäufigkeit in der Erdrinde, N_2 die Atomhäufigkeit in Meteoriten bedeuten, mit der entsprechenden Kurve der Atomvolumina. Es ergibt sich im allgemeinen eine Ähnlichkeit im Verlauf der beiden Kurven, was dadurch erklärbar sein soll, daß man es auf der Erdoberfläche hauptsächlich mit Elementen kleinerer Dichte zu tun hat. Es sei auch möglich, den periodischen Gang der Kurve $f(z) = \log \frac{N_1}{N_2}$ eingehender zu untersuchen und

mit den periodischen Eigenschaften der Atome zu vergleichen, was jedoch noch nicht ausgeführt ist. Aus alledem schließen Verff., daß die Unterschiede in der Verteilung der Elemente in der Erdrinde und in den Meteoriten nicht zufällig sein können.

L. Tuwim.

A. Prey. Zur Frage nach dem isostatischen Massenausgleich in der Erdrinde. Gerlands Beitr. 29, 201—225, 1931, Nr. 2. Die Frage, ob die Erde isostatisch aufgebaut ist oder ob die Isostasie, wie Hopfner meint, möglicherweise nur durch die Reduktion der Schwerebeobachtungen vorgetäuscht wird, soll eine Berechnung der Schwere auf einer nichtisostatischen Erde und der Vergleich dieses Ergebnisses mit den Beobachtungsdaten entscheiden. Für eine Normal-erdkugel, auf der die Erhebungen über der ganzen Erde ausgeglichen und darüber das Wasser der Meere ausgebreitet gedacht werden, und für die den tatsächlichen Verhältnissen entsprechende, aber nicht isostatisch ausgeglichene Erde mit einer vom Verf. durch Entwicklung nach Kugelfunktionen angegebenen Massenverteilung werden die Niveaulächen berechnet. Wenn die Erde nicht isostatisch aufgebaut ist, dann haben Amerika und Eurasien die Niveauläche auch über beiden Ozeanen noch über Null, während der Stille Ozean eine Depression von 1200 bewirkt, die auch noch Australien unter den Nullwert hält. Weiter wurden die Schwerewerte für Kontinent und Meeresoberflächen unter Berücksichtigung einer von der durch die Massenverteilung gestörten Niveauläche aus gerechneten Höhe ermittelt und darauf Freiluftreduktion und Bouguersche Reduktion angewendet. Man findet dann wohl einige Gebiete, wo die Schwere sich auch

mit einer isostatisch aufgebauten Erde in Übereinstimmung bringen läßt. Aber andererseits müßten sich auf der nichtisostatischen Erde in Amerika ganz andere Schwerewerte finden als in Europa, also eine einseitige Belastung und eine Verschiebung des Schwerpunktes von dem der Normalerde. Die Beobachtungsdaten bestätigen aber diese Rechenergebnisse nicht und zwingen daher, auf die Existenz eines isostatischen Aufbaues der Erde zu schließen. *F. Steinhauser-Wien.*

A. Belluigi and G. Lenzi. A new method of topographical correction in gravimetrical prospecting. *Gerlands Beitr.* **29**, 121—130, 1931, Nr. 2. Es wird eine neue Methode für die topographische Korrektion entwickelt, bei der in der Vertikalebene Polarkoordinaten verwendet werden und die für die graphische und analytische Berechnung einfach und sehr gut geeignet zu sein scheint.

F. Steinhauser.

N. Idelson und N. Malkin. Die Stokessche Formel in der Geodäsie als Lösung einer Randwertaufgabe. *Gerlands Beitr.* **29**, 156—160, 1931, Nr. 2. Die Stokessche Formel, nach der die Distanz zwischen Referenzellipsoid und Geoid aus Schwereanomalien berechnet wird, wird als Lösung der dritten Randwertaufgabe der Potentialtheorie auf recht einfache Weise abgeleitet. *F. Steinhauser.*

Robert Schwinner. Richtigstellungen zu: H. Borchert, „Über die Bildung der ersten Erstarrungskruste der Erde“ *Gerlands Beitr.* **29**, 239—246, 1931, Nr. 2. Schwinner wendet sich gegen die Behauptung Borcherts, mit seiner Arbeit einen ersten Versuch zur Ausfüllung des Vakuums zwischen Astrophysik und Geologie getan zu haben, unter Hinweis auf seinen eigenen Aufsatz „Astrophysikalische Grundlage der Geologie“, erschienen in den Mitteilungen der geologischen Gesellschaft in Wien, 1927. Die Tektonik und die mechanischen Probleme hatte Borchert nach Meinung Schwinner beinahe völlig vernachlässigt, vor allem die wichtige Frage, warum die Erde nicht isotrope Erstarrungsstruktur, sondern anisotrope Durchbewegungsstruktur erhalten hat, also Gneis, statt Granit. Zur Differentiation der Magmen, die für das richtigste bei der Bildung der Erdkruste gehalten wurde, bemerkt Schwinner, daß nicht übersehen werden darf, daß dieser Prozeß immer wieder unterbrochen worden ist, weil die Anfänge der festen Kruste überwältigt und durchmischt wurden durch mechanische Vorgänge. Die Schmelze, die sich in Ruhe gravitativ differenzierte und eine dünne, feste Kruste bildete, wie Borchert behauptete, mußte nach Schwinner heftigsten Drehbewegungen ausgesetzt gewesen sein. Ein Schalenbau der Erde sei möglich, da er nicht unbedingt einen stofflichen Unterschied bedingt, genau so wie in der Atmosphäre Troposphäre und Stratosphäre stofflich nicht verschieden sind. Da Borchert die allgemeine Ansicht, daß nur relativ wenig Zeit zwischen der ersten Individualisierung der Erde und der ersten Verfestigung ihrer Oberfläche verflossen sein könne, bekämpft, gibt Schwinner eine einfache Überschlagsrechnung, die zeigt, daß die Brenndauer nur kurz (in geologischem Sinne) gewesen ist, maximal 100000 Jahre.

H. Tollner.

Motonori Matuyama, Yoshizo Fujita and Hideo Higashinaka. On the Underground Structure of the Suwa Basin Revealed by the Gravitational Method. *Bull. Inst. Phys. a. Chem. Res.* **9**, 731—743, 1931, Nr. 9 (japanisch); Abstracts (Beilage zu *Scient. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. Tokyo* **14**, Nr. 267/270, 1930) **9**, 75—76, 1930, Nr. 9 (englisch).

K. Jung.

William Bowie. Shaping the earth. *Journ. Washington Acad.* **21**, 103—125, 1931, Nr. 6. Die Arbeit befaßt sich mit den geotektonischen Hypothesen, die

zur Gestaltung der Erdkruste beigetragen haben. Es wird versucht, möglichst einfache Erklärungen für den Bau der Erdkruste aufzustellen, ohne daß wesentliche, neue Gesichtspunkte herangezogen werden. Die Entstehung der Kontinente und Ozeane wird zeitlich der vermuteten Abtrennung des Mondes gleichgesetzt, die ein Aufreißen der Restkruste bewirkte. Die Lehre von der Isostasie wird in bekannter Weise übernommen, wobei der Verf. der Pratt'schen Theorie über den isostatischen Ausgleich den Vorzug gibt. Im Zusammenhang mit isostatischen Bewegungen werden die Erdbeben betrachtet, deren jährliche Durchschnittszahl in roher Schätzung viermal so groß sein soll, als es unseren bisherigen Erfahrungen entspricht. Die Kontraktionstheorie wird abgelehnt, ebenso wie der Wärmeerzeugung durch radioaktive Substanzen nur ein geringer Einfluß auf die Gestaltung der Erde beigemessen wird. Als wesentlichste Momente bei allen geologischen Bewegungen sollen im Verein mit dem isostatischen Verhalten der Krustenteile Erosion und Sedimentation wirken. Durch diese beiden Vorgänge werden Schollen be- bzw. entlastet und machen dann eine isostatische Ausgleichsbewegung. Dabei kommen bei entlasteten Schollen tiefere Schichten aus einer Zone höherer Temperatur in eine niedrigere, wodurch Kontraktion eintritt, während bei belasteten Schollen sich das umgekehrte ereignet. Ohne auf die gegen die thermische Hypothese erhobenen Einwände einzugehen, werden hiermit im Verein mit chemischen Prozessen in der Tiefe die zu Auffaltungen notwendigen horizontalen Kräfte erklärt. Der bei isostatischen Bewegungen auftretenden subkrustalen Unterströmung wird kein wesentlicher Einfluß auf die Oberflächen-gestaltung beigemessen.

H. Landsberg.

F. J. Serase. The instrumental phase-difference of seismograph records; an illustration of the properties of damped oscillatory systems. Proc. Phys. Soc. **43**, 259—273, 1931, Nr. 3 (Nr. 238). Zur Bestimmung der Zeit des Eintritts der maximalen Bodenbewegung der Oberflächenwellen eines Erdbebens nimmt man gewöhnlich an, daß die Oberflächenwellen einfache Sinusschwingungen sind. Unter dieser Annahme löst man die allgemeine Bewegungsgleichung des Pendels und findet eine Gleichung für die Phasendifferenz zwischen den Aufzeichnungen des Pendels und der tatsächlichen Bodenbewegung. Der Verf. zeigt nun, daß die so gewonnene Phasendifferenz nicht immer den tatsächlichen Verhältnissen entspricht. Auch Somville hat bereits im Jahre 1918 für plötzliche Erdverrückungen eine Formel abgeleitet, die ebenfalls von der gewöhnlichen Formel für die Phasendifferenz abweicht. Der Verf. legt seinen Untersuchungen eine Erdbewegung von der Form: $x = a \cos(pt + d) + b \cos(p't + d')$ zugrunde. Der Verf. findet, daß dann bei direkter (im Gegensatz zur galvanometrischen) Registriermethode das Maximum der Erdbewegung in der Tat eine halbe Periode später verlaufen kann, als man nach der gewöhnlichen Formel ausgerechnet hat. Bei der galvanometrischen Registriermethode kann es vorkommen, daß das Maximum der Erdbewegung eine, zwei oder drei Halbperioden früher verläuft, als man nach der gebräuchlichen Formel von Galitzin annehmen sollte. Für einige Werte von p , d , p' und d' ist die Bodenbewegung und die entsprechende Pendelbewegung berechnet und graphisch aufgetragen. Der Verf. macht den Versuch, eine mathematische Erklärung für die Erscheinung zu geben.

W. Schneider.

Erich Seidl. Die Bedeutung technischer Bruchformen für die Ermittlung geophysikalischer Störungsbereiche, erläutert an der Zone des Roten Meeres. ZS. f. Geophys. **7**, 117—127, 1931, Nr. 1/2. (Vortrag 9. Tagung D. Geophys. Ges. Potsdam 1930.) Der Verf. vergleicht geologische Formen der Tektonik, z. B. Sprünge und Überschiebungen, mit der Scherform der

technischen Mechanik, wie sie bei der Materialprüfung von Metallen und Gesteinen (bei geringem allseitigen Druck) erhalten wird. Die Vergleichung wird eingehender durchgeführt und Abbildungen, z. B. für Zerreißen beim Walzen eines Zinkbleches usw., mit geologischen Zerreißenzonen gegeben, wobei besonders auf das Spaltensystem des Roten Meeres und den Buschveldbereich in Transvaal exemplifiziert wird. (Die relative Zugfestigkeit der Gesteine ist aber viel geringer als die der Metalle, wenn man die verschiedenen Größenverhältnisse berücksichtigt. Der Ref.) Koenigsberger.

H. Landsberg. Beobachtungen zur *PL*-Welle. Gerlands Beitr. 29, 64–68, 1931, Nr. 1. O. Somville hat (Gerlands Beitr. 27, 437–442, 1930) innerhalb der ersten Vorphase eine langperiodische Welle gefunden, die er *PL* genannt hat. Die von Somville untersuchten Beben hatten ihren Herd in Mittelitalien. Der Verf. konnte die Somvillesche Welle an Hand von Material des Taunusobservatoriums verifizieren und zeigen, daß diese nicht nur bei Beben aus Messina, Thessalien, Kleinasien, sondern wahrscheinlich auch bei einem Islandbeben auftritt. Die Periode der Welle hat bei 18 sec eine Häufungsstelle. Der Verf. konnte die Laufzeitkurve der *PL* bis 2500 km ergänzen, eine Möglichkeit, die O. Somville in einem Brief an den Herausgeber von Gerlands Beitr. vorausgesehen hatte, was aber dem Verf. nicht bekannt sein konnte. Conrad-Wien.

O. Somville. A propos d'une onde longue dans la première phase de quelques séismogrammes. II. Communication. Gerlands Beitr. 29, 247–251, 1931, Nr. 2. In einer früheren Arbeit des Verf. (Gerlands Beitr. 27, Heft 3/4) ist gezeigt worden, daß sich bei Beben von über 500 km Epizentraldistanz eine Welle von auffallend großer Periode findet bis zu einer Distanz von 1400 km. Es ist dem Verf. gelungen, was inzwischen auch von H. Landsberg (vgl. vorst. Ref.) verifiziert wurde, zu zeigen, daß man diese Welle bis etwa 2400 km Epizentraldistanz gut verfolgen kann. Die Arbeit enthält vier Beben-diagramme, die die *PL*-Welle in schöner Weise aufzeigen, und eine Laufzeit-tabelle von 100 zu 100 km, beginnend mit 500 und endend mit 2400 km. Conrad-Wien.

S. Fujiwhara and T. Takayama. Note on the mechanism of the North Izu earthquake of nov. 26, 1930 in Japan. Gerlands Beitr. 29, 131–137, 1931, Nr. 2. Nach dem Erdbeben vom 26. November 1930 in Nord-Izu in Japan zeigte sich ein kompliziertes System von Verwerfungen. Den Verff. ist es nun gelungen, experimentell Nachbilder davon durch zwei an einen Paraffinblock schief und entgegengesetzt angebrachte Druckkräfte herzustellen, wodurch der Mechanismus dieses Erdbebens erklärt scheint. F. Steinhäuser-Wien.

Robert Schwinner. Die Makroseismen vom 14. Mai 1930, bezogen auf den Bau der Ostalpen. Gerlands Beitr. 28, 413–438, 1930, Nr. 4. Auf Grund der bei der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik in Wien eingegangenen und von Conrad geprüften und in die Stärkegrade der Forell-Mercalli-Skala umgewandelten Meldungen über das Erdbeben vom 14. Mai 1930, welches große Gebiete innerhalb der Ostalpen erschütterte, brachte Schwinner die Verbreitung und Stärke der Fühlbarkeit dieses Bebens in Beziehung zum geologischen Bau der Ostalpen. Die makroseismischen Beobachtungen machten das Epizentrum im Gebiet der obersten Gail und Drau, im Westteil der karnischen Hauptkette oder am Westende des Drauzuges (Lienzer Dolomiten) wahrscheinlich, also in der Gegend westlich jener großen Querstörung, die mit SW–NE-Streichen als Ausläufer der Valsuganalinie vom Kristallinaufbruch bei Lorenzago über den

Oberengepaß—Granvilla Sappada—Forni Avoltri—Rio Fleons Val Bortaglia—Westende des Biegegebirges verläuft. Vom Erdbebenherd vermutete Schwinner unter Annahme des tektonischen Ursprungs des Bebens, daß er mit der erwähnten Störungslinie in der Form einer Parallel- oder Nebendislokation zusammenhängt, zumal auch ganz jugendliche Störungen in der Bardagliastörungszone schon früher von ihm nachgewiesen worden sind. Obwohl es auch nahegelegen hätte, den Bebenherd auf der W—O-streichenden alpidischen Dislokation anzunehmen, da diese Schubfläche noch in geologisch-junger Zeit bewegt worden ist, hält Schwiner dies nicht recht für plausibel. Die Ausbreitung des Erdbebens zeigte ein recht merkwürdiges Bild. Von dem in der obersten Gailzone angenommenen Herd war die Verbreitung einerseits nach W und NW durch das Altkristallin des Pustertales und Stubaitales in das Oberinntal, andererseits nach Norden quer über den Tauernkamm (richtiges Transversalbeben) in den Mitterpinzgau und nach Kitzbühel gleichmäßig und allmählich gering an Stärke abnehmend. Dagegen erschienen der Zillertaler Kern, das südliche Hochalmmassiv, die variskischen Falten im Pongau und das Gebiet der Kärntner Seen als seismische Schwellen, an denen die Erdbebenwellen (d. h. die fühlbaren) stark gehemmt wurden. Jenseits der letzten drei Gruppen stellten sich wieder höhere Bebenwerte ein. Zwischen Bebenausbreitung und Oberflächengestaltung des Gebirges ließ sich keine Korrelation auffinden. Auch die Theorie über den Deckenbau der Alpen konnte nichts zur Erklärung dieser vier seismischen Schwellen beitragen. Dieses Hindernis in der Ausbreitung der Beben findet aber eine Erklärung, wenn die ältere Struktur der Alpen herangezogen wird, die Schwinner in einer früheren Arbeit in anderem Zusammenhang gegeben hatte. Diesen Schwellen entsprechen mehr oder minder erhalten gebliebene Trassen der variskischen Faltenzüge. Es scheint, daß dieser alte Bauplan, der durch die jüngere Tektonik oberflächlich wohl stark verwischt, im Untergrund noch bedeutsam ausgeprägt ist und für die Seismik eine größere Rolle spielt. Quer zum Streichen dieser alten variskischen Faltenzüge erleiden die Erdbebenwellen eine Hemmung, während sie längs dieser Falten gut fortgeleitet werden und darum unter Umständen auch quer durch den Aufbau des heutigen Alpenkörpers als Transversalbeben auftreten können. Es wird nämlich angenommen, daß die geführten Wellen sich längs Diskontinuitätsflächen entsprechend leicht fortpflanzen, während Dislokationen diese Führungsfläche zerstören, Absätze und Stufen erzeugen und seismische Schwellen bilden, über welche die geführten Wellen nur schwer hinwegkommen. *H. Tollner.*

F. J. Scrase. Deep Focus Earthquakes. *Nature* 127, 486, 1931, Nr. 3204. Im Heft vom 28. Februar 1931, S. 320 der Zeitschrift „*Nature*“ ist ein Bericht über ein Beben enthalten, das am 20. Februar 1931 am Kew-Observatorium registriert worden ist. Dieses Erdbeben ist von besonderem Interesse, weil seine Herdtiefe zu etwa 400 km angegeben worden ist. Der Verf. macht in der vorliegenden Mitteilung Angaben, wie man aus den Aufzeichnungen einer einzigen Station zu der außergewöhnlichen Herdtiefe gelangt ist. Die ersten Anzeichen für eine große Herdtiefe waren die unverhältnismäßig kleinen Amplituden der Oberflächenwellen. H. Jeffreys hat gezeigt, daß die Amplitude der Oberflächenwellen stark mit der Herdtiefe abnimmt. Bei dem Beben am 20. Februar 1931 war das Verhältnis der Amplituden der Oberflächenwellen zu den der ersten Einsätze Eins, während es im allgemeinen bei 10 bis 20 liegt. Weiter hat der Verf. Untersuchungen angestellt, die bereits abgeschlossen sind und in Kürze ausführlich veröffentlicht werden. Diese Untersuchungen haben gezeigt, daß bei Erdbeben mit großen Herdtiefen außer den gewöhnlichen Phasen noch zusätzliche Phasen entstehen, und zwar entstehen diese zusätzlichen Phasen durch Reflexion

in der Nähe des Epizentrums. Um diese zusätzlichen Phasen von den gewöhnlichen Reflexionen PP , SS usw. zu unterscheiden, bezeichnet der Verf. sie mit pP , sP , sS usw. Die Laufzeit für die zusätzlichen Phasen ist für verschiedene Herdtiefen berechnet worden. Einige der zusätzlichen Phasen konnten in den Aufzeichnungen des Bebens am 20. Februar 1931 erkannt werden. Die beobachtete und die unter der Annahme einer Herdtiefe von etwa 400 km berechnete Zeitdifferenz zwischen dem Einsatz der zusätzlichen Phasen und dem der P -Wellen enthält die nachstehende Tabelle.

	Beobachtet		Berechnet	
	Minuten	Sekunden	Minuten	Sekunden
$pP - P$	1	19	1	24
$sS - P$	2	2	2	4
$S - P$	9	19	9	20
$sP - P$	11	47	11	48

W. Schneider.

R. Stoneley. Deep-Focus Earthquakes. *Nature* 127, 740, 1931, Nr. 3211. Im Anschluß an die Mitteilung von F. J. Scrase über ein Erdbeben mit sehr großer Herdtiefe in „*Nature*“ (vgl. vorst. Ref.) macht der Verf. Angaben über seine Untersuchungen. Die Herdtiefen von Beben, die von H. H. Turner in „*International Seismological Summary*“ angegeben worden sind, unterzieht der Verf. einer kritischen Betrachtung und führt verschiedene Gründe an, die dafür sprechen, daß die Turnerschen Angaben über die Tiefe eines „normalen“ Bebens nicht der Wirklichkeit entsprechen.

W. Schneider.

S. Chapman und J. M. Stagg. On the Variability of the Quiet-Day Diurnal Magnetic Variation. Part II. *Proc. Roy. Soc. London (A)* 130, 668—697, 1931, Nr. 815. In Fortsetzung der ersten Arbeit (diese Ber. 10, 1325, 1929), die sich auf Eskdalemuir und Greenwich bezog, werden die Beobachtungen von vier weiteren Observatorien (Ebro, San Fernando, Batavia, Mauritius) bearbeitet. Die Korrelationen zwischen den täglichen Amplituden an verschiedenen Stationen und in verschiedenen erdmagnetischen Elementen werden ausführlich diskutiert. Sie deuten auf zwei Ursachen: eine universelle, die die ganze Erde betrifft (vermutlich die solare ionisierende Strahlung), und eine regionale (vermutlich terrestrischen Ursprungs). Sehr ruhige Tage treten oft in Folgen von zwei oder mehr auf; anormale Amplituden neigen dazu, zwei oder mehr Tage anzuhalten.

J. Bartels.

Kyrrill Weinberg. Beitrag zur Methodologie der Rekonstruktion der Deklinationsverteilung für ältere Zeiten. *ZS. f. Geophys.* 7, 192—193, 1931, Nr. 3/4. Bei einer großen Zahl alter Kirchen wurde die Ostorientierung nicht nach dem geographischen, sondern nach dem magnetischen Meridian vorgenommen. Aus Kontrollen von Kirchenbaurichtungen zu Zeiten, wo die Werte der Deklination schon bekannt waren, ließ sich diese Hypothese bestätigen. Nach dieser Methode und mit Hilfe einiger alter Landkarten, die auch Kompaßorientierungen besaßen, sind so für eine Anzahl sibirischer Orte die Deklinationswerte für Zeiten aus dem 17. Jahrhundert ermittelt worden.

Schmerwitz.

P. L. Mercanton. Inversion de l'inclinaison magnétique aux âges géologiques. Nouvelles observations. *C. R.* 192, 978—980, 1931, Nr. 16.

Während der arktischen Fahrt des Pourquoi-Pas (Sommer 1929) wurden kubische Proben vulkanischer Gesteine in Island und Feroe von verschiedenen vertikalen Schichten genommen, welche offenbar verschiedenen geologischen Perioden entsprechen. Dabei wurde die Lage der Proben im Gestein bis auf etwa 2° genau bestimmt. Nach Rückkehr wurden die Basalte auf Größe und Richtung des remanenten Magnetismus untersucht. Seine Größe ergab sich zu etwa 0,004 CGS. Die Inklination J ergab sich für Feroe: bei der untersten Basaltschicht (100 m ü. M.) zu $J = 17^{\circ}$ südlich, bei der mittleren (310 m ü. M.) $J = 41^{\circ}$ südlich, bei der höchsten Schicht (430 m ü. M.) $J = 32^{\circ}$ südlich. Für die Proben aus Island: Island O, untere Schicht (250 m ü. M.) $J = 7^{\circ}$ südlich; Island O, obere Schicht (370 m ü. M.) $J = 61^{\circ}$ nördlich; Island N (700 m ü. M.) $J = 66^{\circ}$ nördlich; Island NW (270 m ü. M.) $J = 79^{\circ}$ nördlich. Verf. weist auf den Kontrast zwischen den Inklinationen des remanenten Magnetismus der älteren Basalte aus Feroe und denjenigen von Island hin, die besonders im Nordwesten bedeutend späteren Ursprungs sein sollen. Diese Ergebnisse betrachtet Verf. als Bestätigung seiner Hypothese, daß in der tertiären Epoche die Richtung der magnetischen Inklination entgegengesetzt zu derjenigen von heutzutage war. *L. Tuwim.*

N. Malkin (N. Malkine). Relation entre le potentiel et ses gradients sur une surface sphérique et son application à la théorie du magnétisme terrestre. Bull. Russ. (7) 1930, S. 739—756, Nr. 8 (russisch). Verf. gibt eine Zusammenstellung der verschiedenen Beziehungen zwischen den Elementen des Potentials auf einer sphärischen Oberfläche. Es wird die Bjerknessche Formel, welche das Potential auf der sphärischen Oberfläche durch seinen vertikalen Gradienten ausdrückt, nach der Stokesschen Methode abgeleitet. Analoge Formeln für die zweiten Ableitungen des Potentials werden in verschiedenen Formen angegeben. Auch der Fall wird behandelt, wo Quellen des Potentials an beiden Seiten der Kugeloberfläche vorhanden sind. Verf. betont die Bedeutung all dieser Formeln für die Interpolation zwischen weit entfernten Orten der Erdoberfläche, weil in solchen Fällen der Einfluß der Erdkrümmung nicht vernachlässigt werden kann. Auch auf mögliche Anwendungen bei Untersuchungen von magnetischen Anomalien wird hingewiesen. *L. Tuwim.*

Adolf Schmidt. Zur Frage der hypothetischen sterntägigen Variation. ZS. f. Geophys. 7, 198, 1931, Nr. 3/4. Die in einem früheren Bericht vom Verf. betonten Zweifel an der selbständigen Bedeutung der rein formal abzuleitenden sterntägigen erdmagnetischen Variation erscheinen nach hier kurz aufgeführten Rechnungen als begründet. *Schmerwitz.*

L. Cayeux. Caractères pétrographiques des accidents magnésiens de la Craie du Bassin de Paris. C. R. 192, 1169—1172, 1931, Nr. 20. *H. Ebert.*

Jean Chevrier. Reconnaissance magnétique en Syrie. C. R. 192, 977—978, 1931, Nr. 16. Es wurden Messungen der erdmagnetischen Elemente in den Wüsten Syriens ausgeführt. Dabei wurden Gegenden, wo man Anomalien erwarten konnte, nach Möglichkeit vermieden. Der Fehler der Deklinations- und Inklinationsmessungen betrug höchstens $2'$; die horizontale Komponente war bestimmt bis auf einige Einheiten der fünften Dezimale. Ein Vergleich der in Karyatein und Palmyre erhaltenen Werte mit denjenigen, welche dort von der Carnegie-Expedition 1911 gemessen waren, ergab für die Deklination eine säkulare Variation von 6,5 nach Osten, berechnet aus einem Zeitintervall von 19 Jahren

9 Monaten. Die horizontale Komponente in der Syrischen Wüste beträgt (nach Chevrier) 0,26715 bis 0,28440, die Inklination $49^{\circ} 00'$ bis $52^{\circ} 27'$, Deklination (nach Osten) $1^{\circ} 28'$ bis $3^{\circ} 02'$. L. Truwin.

H. Mögel. Über die Beziehungen zwischen Störungen des Kurzwellenempfanges und den erdmagnetischen Störungen. ZS. f. Geophys. 7, 207—212, 1931, Nr. 3/4. (Vortrag 9. Tagung D. Geophys. Ges., Potsdam, September 1930.) Vgl. diese Ber. S. 804. Kallmann.

Greenleaf W. Pickard. Note on the fifteen-month period in solar activity, terrestrial magnetism, and radio reception. Proc. Inst. Radio Eng. 19, 353—355, 1931, Nr. 3. Die Zahl der Sonnenflecken, jeweils über drei Monate gemittelt, zeigt auch für die Zeit von 1920 bis 1930 die bekannte elfjährige Periode; dieser ist die $15\frac{2}{3}$ monatige Periode deutlich erkennbar überlagert. Bringt man die Sonnenfleckenperioden von 1860 bis 1928 mit ihren Maxima zur Deckung und mittelt, so ist auch eine $7\frac{1}{2}$ monatige Periodizität zu finden. Anfang 1929 scheint in den Kurven, die die Sonnenfleckenzahl, die erdmagnetischen Störungen sowie die Güte von Funkübertragungen darstellen, ein Phasensprung von 60 bis 210° aufgetreten zu sein gegenüber der regelmäßigen 15monatigen Periode, so daß die Funkübertragungscharakteristiken vorher mit der Sonnenfleckenzahlcharakteristik gleichphasig, nachher gegenphasig erscheinen.

H. E. Kallmann.

Hantaro Nagaoka. Application of Fermat's Theorem to the Propagation of Radio Waves. Proc. Imp. Acad. Tokyo 7, 85—88, 1931, Nr. 3. Für die Ausbreitung von Radiowellen spielt die Beziehung

$$\mu^2 = \mu_0^2 - \frac{e^2 N}{\pi m f^2} = \mu_0^2 - \frac{K N}{f^2}$$

eine wichtige Rolle, wo μ den Brechungsindex einer Welle von f Hertz in einem Medium mit N Elektronen pro Volumeneinheit der Ladung e und der Masse m darstellt, und μ_0 denjenigen an der Sendestation, der meist gleich 1 ist. Das Ausbreitungsproblem von Radiowellen soll vom Verf. gelöst werden aus der Kenntnis der Zahl der Elektronen in Abhängigkeit von der Höhe und aus ihrer täglichen Variation. Die Ausbreitungskurve einer Welle im Raume ergibt sich unter Benutzung von Fermats Theorem vom kleinsten optischen Weg zu

$$\frac{1}{\varrho} = - \frac{K \frac{\partial N}{\partial \nu}}{2(f^2 - K N)},$$

wo ϱ den Krümmungsradius und ν die Hauptnormale bedeuten. Was wir Kennelly-Heaviside-Schicht nennen, ist definiert als Stelle, an der sich N plötzlich ändert, bzw. $\partial N / \partial \nu$ sehr groß ist. Über die Ausbreitungsverhältnisse kann der Einfluß einer Elektronendichteänderung auf die Krümmung der Kurve Aufschluß geben. Zur Untersuchung bildet der Verf.:

$$\delta \left(\frac{1}{\varrho} \right) = \left[\delta \left(\frac{\partial N}{\partial \nu} \right) - \frac{2}{\varrho} \delta N \right] \frac{1}{\varrho \frac{\partial N}{\partial \nu}}.$$

Die sich daraus ergebenden Folgerungen werden mit den experimentellen Resultaten anderer Verfasser verglichen, wie sie sich bei Sonnenauf- und -untergang, bei Nordlicht und beim Durchgang durch Meteoritenschwärme ergeben haben.

Blechschmidt.

Ivo Ranzi. Osservazioni sui rapporti tra le condizioni meteorologiche della troposfera e la propagazione delle radioonde. *Cim.* (N. S.) 8, 98—106, 1931, Nr. 3. In den Monaten August und September 1930 sind in Italien fortlaufende Empfangsmessungen mit 42 m-Wellen ausgeführt worden, wobei sich die Empfangsstation an der äußeren Grenze der ersten Zone des Schweigens befand, so daß geringe Schwankungen der Breite dieser Zone beobachtet werden konnten. Es ergab sich eine deutliche Korrelation zwischen der abnormen Ausbreitung der Zone und dem Einbruch äquatorialer Luftmassen. *K. Przibram.*

G. F. Tagg. Practical investigations of the earth resistivity method of geophysical surveying. *Proc. Phys. Soc.* 43, 305—320, 1931, Nr. 3 (Nr. 238). Der Verf. berichtet über die geophysikalischen Aufschlußmethoden, welche auf der Messung des elektrischen Widerstandes der Gesteine beruhen. Er entwickelt die Theorie für den Fall einer einfachen horizontalen Einbettung. Praktische Meßergebnisse werden mitgeteilt und diskutiert. *W. Schneider.*

G. C. Simpson. Low Altitude Aurora. *Nature* 127, 663, 1931, Nr. 3209. A. Corlin kam auf Grund einer Beobachtung zur Annahme, daß das Nordlicht auch unterhalb der Wolken auftreten kann, doch der Verf. erklärt alles nur für eine Illusion, und zwar auf Grund einer ähnlichen Beobachtung. Die Vorgänge dabei waren derart, daß der Beobachter sehr wohl zu einer derartigen Annahme kommen konnte. Verf. verweist auf seine experimentelle Untersuchung „Atmospheric Electricity in High Latitudes“. *Blaschke.*

C. Bittering and E. O. Hulburt. Zodiacal Light and Magnetic Disturbance. *Phys. Rev.* (2) 37, 1190, 1931, Nr. 9. Während einer Reise längs des 75. Meridians von Norfolk bis Kuba beobachten Verff. am 13. März 1931, 8 Uhr nachmittags, das Zodiakallicht bis über die Plejaden hinaus von einer ungewöhnlichen Helligkeit. Diese hielt am folgenden Abend an, nahm ab am 15. März und hatte am 18. wieder die normale Stärke. Nachträglicher Vergleich mit der magnetischen Tätigkeit ergab volle Übereinstimmung; die ungewöhnliche Helligkeit fiel mit der Periode der magnetischen Störung zusammen. Diese Übereinstimmung wird von der atmosphärischen Ionentheorie des Zodiakallichtes und des Gegenstands gefordert. *Sättle.*

L. Vegard. Bemerkung zu der Erwiderung von Störmer. *ZS. f. Geophys.* 7, 196—198, 1931, Nr. 3/4. Verf. hält seine Behauptung (*ZS. f. Geophys.* 6, 42, 1930) aufrecht, daß aus den Spektren Störmers keine Schlüsse auf eine relative Schwächung der grünen Linie im sonnenbelichteten Nordlicht möglich sei. Auch nach dem in der Erwiderung Störmers (*ZS. f. Geophys.* 6, 463, 1930) neu veröffentlichten Spektrum ergibt sich der Effekt nicht sicher, denn mit demselben Recht könnte man daraus eine Intensitätsverschiebung der Stickstoffbanden folgern, die nicht reell sein kann. Es ist jedoch allein wegen der Höhe der sonnenbelichteten Strahlen ein Effekt zu erwarten, daher eine direkte Wirkung des Sonnenlichtes schwer nachweisbar. Die Intensitätsabnahme der grünen Linie in der Höhe ist auch ohne die von Störmer geforderten gleichzeitigen Höhenmessungen als reell anzusehen. *Hermann.*

E. Mathias. Sur la confusion des effets de la foudre proprement dite avec ceux de la matière fulminante. *C. R.* 191, 1420—1422, 1930, Nr. 26. Bei der Erklärung der Blitzwirkung wird öfters die Wirkung des Blitzstromes mit der Wirkung der durch den Blitzschlag gebildeten besonderen Materie ver-

wechselt. Der Strom klingt etwa in $\frac{1}{1000}$ Sekunde ab. Er bestimmt in der Luft die Bildung eines Rückstandes, der Blitzmaterie, eines gasförmigen Explosivstoffes mit zylindrischer oder sphärischer Begrenzung, dessen Bestand einige hundertstel Sekunde, beim Kugelblitz sogar einige Minuten betragen kann. Die Blitzmaterie bewegt sich unter dem Einfluß der Schwerkraft, des archimedischen Prinzips, von Luftströmungen usw. Der Blitzschlagstrom ist immer positiv geladen, hat eine durch die elektrischen Feldlinien in der Luft bestimmte Bahn, die durch Ionisierung insbesondere in der Gewitterluft stark verändert werden kann und die merkwürdigen Verzweigungen und Spiralen usw. bedingt. Der Rückstand, die Blitzmaterie, ist ein neuer chemischer mehr oder minder stark elektrisch geladener Körper und bewirkt starke mechanische Effekte. *Koenigsberger.*

L. N. Bogoiavlensky. Étude de l'influence de quelques facteurs géophysiques sur les points de chute de la foudre. Journ. de phys. et le Radium (7) 2, 101—113, 1931, Nr. 4. Nach den Arbeiten von Dozère und Rouget besteht ein Einfluß der geologischen Konstitution des Erdbodens auf die Blitzschläge; tritt die Entladung zwischen Wolke und Erde ein, so müssen die getroffenen Stellen der Luft wie des Erdbodens im besten leitenden Zustande sein. Die dazu nötige Ionisation ist als einzige Ursache anzusehen, sie macht die Luft für die Elektrizität leitend. Als Ionisationsfaktoren haben hauptsächlich zu gelten: radioaktive und nichtradioaktive Stoffe, von denen die ersteren eine gewaltige ionisierende Kraft ausüben. Diese Radioelemente finden sich als feste wie gasförmige Körper in allen Teilen der Luft und der Atmosphäre vor, als radioaktive Emanation in der Atmosphäre infolge des Zerfalles von Radioelementen usw. Man mißt nun nicht die elektrische Leitfähigkeit der Atmosphäre, sondern direkt die Intensität der Strahlung eines bestimmten Ortes der Erdoberfläche. Es ergaben sich dabei weitgehende Schwankungen der elektrischen Leitfähigkeit der Systeme, und zwar in Abhängigkeit von ihren mineralogischen wie chemischen Bestandteilen. Die Größe der Leitfähigkeit wieder läßt sich nach der Verteilung des elektrischen Stromes in den verschiedenen Gesteinsschichten ermitteln, verursachen doch die in Verbindung miteinander stehenden gewissen Gesteinsschichten eine elektromotorische Kraft und veranlassen damit ein elektrisches Feld. Durch Studium der Verteilung der Elektrizität in diesem lassen sich Schlüsse über die Verteilung solcher in Verbindung stehenden Zonen benachbarter Gesteine ziehen, Untersuchungen anstellen über die elektrische Leitfähigkeit der Atmosphäre wie des Bodens in Gegenden, wo Blitzschläge häufig erfolgen. In Gebrauch sind dabei Methoden wie: die radiometrische Vorherbestimmung mittels der durchdringenden Strahlung und des Apparates von Gerdien und die elektrometrische Vorherbestimmung künstlicher wie natürlicher elektrischer Felder. Verf. berichtet von der Anwendung dieser Methoden an zwei verschiedenen Orten, gibt die erhaltenen Resultate und bezeichnet die Methode mittels der durchdringenden Strahlung als geeignet zum Studium der Verteilung der ionisierenden Stoffe, die elektrometrische Methode zur Ermittlung einer Vorstellung von der Leitfähigkeit des Bodens.

Blaschke.

E. O. Hulburt. Ionization in the upper atmosphere variation with longitude. Phys. Rev. (2) 35, 240—247, 1930, Nr. 3. Die Ionisation der obersten Atmosphärenschichten durch ultraviolette Sonnenstrahlen wird theoretisch untersucht. Auf Grund von Messungen der Reflexion drahtloser Wellen in Washington wird ein Maximum der Elektronendichte in einer Höhe von 190 km, wenn die Sonne im Zenit steht, und 140 km bei Sonnenuntergang und Sonnenaufgang berechnet. Für die maximale Elektronendichte y_m wird der Ausdruck

abgeleitet $y_m = 3.14 \cdot 10^5 \cos \Theta (0.18 \sin \omega t + \cos \omega t)$, wo Θ die geographische Breite, ω die Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation, t die Zeit, gerechnet vom Mittag am Erdäquator, bedeuten. Dieser Ausdruck ist nur für die Tagesstunden gültig. Für die Nachtstunden ergeben die Rechnungen kleine Werte für y_m , die annähernd gleich dem arithmetischen Mittel aus den für die Zeiten des Sonnenunterganges und Sonnenaufganges berechneten sind. Aus der Größe und Höhe der maximalen Elektronendichte wird die „skip distance“ kurzer drahtloser Wellen berechnet. Es ergeben sich für die Tagesstunden Werte, welche innerhalb 50% mit den beobachteten übereinstimmen; dagegen sind die für die Nachtstunden berechneten Werte 1.5- bis 2mal zu groß. In den mittleren Breiten hat für gegebene Wellenlänge die skip distance den kleinsten Wert bei 2 Stunden nachmittags, während aus den Rechnungen 40 Minuten nachmittags folgt.

L. Tuwim.

J. Scholz. Gegenfelduntersuchungen und Beweglichkeitsmessungen kleiner Ionen. Gerlands Beitr. 29, 226–238, 1931, Nr. 2. Itiwara nennt das an der Eintrittsstelle der Luft in einem Zylinderkondensator vorhandene elektrische Feld, welches speziell Ionen hoher Beweglichkeit am Eintritt in den Meßkondensator hindert, Gegenfeld. Der Einfluß dieses Gegenfeldes auf die Bestimmung der Zahl der leichtbeweglichen Träger wurde nun von Scholz an den in Potsdam befindlichen Kondensatoren sehr groß gefunden. Die Verwendung eines in die Kondensatoren hineingehängten, geerdeten Rohres erwies sich als zweckmäßig. Scholz zeigt einen Weg, unter Verwertung des Gegenfeldes möglicherweise zu einer neuen und sehr bequemen Beweglichkeitsbestimmung zu kommen.

Lauscher-Wien.

Bruno Rossi. Ricerche sull'azione del campo magnetico terrestre sopra i corpuscoli della radiazione penetrante. Cim. (N. S.) 8, 85–97, 1931, Nr. 3. Falls die durchdringende Höhenstrahlung schon als Korpuskularstrahlung von einigen Milliarden Elektron-Volt in die Erdatmosphäre eintritt, so müßte das magnetische Erdfeld eine starke Asymmetrie der Strahlung in bezug auf den magnetischen Meridian bewirken. Nach der Methode der Koinzidenzzählung an zwei Zählern angestellte Versuche ergaben aber nichts dergleichen.

K. Przibram.

Arno W. Reitz. Die Evesche Konstante. ZS. f. Phys. 69, 259–286, 1931, Nr. 3/4. Es werden Untersuchungen über die durch RaC- γ -Strahlen in Aluminium-, Zink- und Bleigefäßen ausgelösten Sekundärelektronen und ihre Absorbierbarkeit ausgeführt, sowie über den Einfluß, der der Umgebung bei Ionisationsmessungen vermöge ihrer Sekundärstrahlung zukommt. Dadurch wird es möglich, die Evesche Konstante neuerdings exakt zu bestimmen. — In einem Anhang wird kurz über die Ergebnisse von Hochflügen zur Untersuchung der Intensitätsverteilung der Hessschen kosmischen Ultrastrahlung mit der Höhe berichtet.

Scheel.

H. U. Sverdrup. The origin of the deep-water of the Pacific Ocean as indicated by the oceanographic work of the Carnegie. Gerlands Beitr. 29, 95–105, 1931, Nr. 1. Auf Grund der Beobachtungen der „Carnegie“ (unter Führung des bei der Katastrophe der Carnegie verunglückten Kapitäns Ault) zeigt der Verf. an einigen Schnitten, daß die Schichtung im Pazifischen Ozean wesentlich verschieden ist von der, die A. Defant, L. Möller und G. Wüst für den Atlantischen und Indischen Ozean gefunden haben. Die Neigung der isothermen und isohalinen Flächen, die sonst überall gefunden wurde, fehlt im Zentralpazifischen Bassin. Auf Grund der Profildaten und der Isobathenkarte kommt der Verf. zu dem bedeutsamen Schluß, daß im Falle des Zentralpazifik ein interozeanischer Austausch besteht, eine Möglichkeit, auf die im allgemeinen

A. Defant und L. Möller ebenfalls hingewiesen hatten. Alle zugänglichen Daten weisen dahin, daß Wasser des gleichen Typus, wie das des Pazifischen Tiefenwassers, sich im östlichen Teil des Indisch-Antarktischen Ozeans ausbildet. Der Ursprung des Pazifischen Tiefenwassers muß daher auch im Indisch-Antarktischen Ozeanbecken gesucht werden. Das Tiefenwasser tritt südlich von Neu-Seeland in den Pazifik ein. Die Einstömungsgeschwindigkeit ist aber eine sehr geringe, so daß die gesamte Tiefwasserzirkulation (Stratosphärenzirkulation) des Pazifik eine entsprechend kleine Intensität aufweist. *Conrad-Wien.*

P. H. Gallé. *Klimatologie van den Indischen Oceaan.* V. Neerslag. Konink. Nederl. Meteorol. Inst. Nr. 102. Mededeel. en Verhandel. Nr. 29c, S. 1—13, 1930; VII. Tropische Cyclonen. Ebenda S. 18—25. Die vorliegende Arbeit behandelt zuerst den Niederschlag, der zumeist im Nord-Indischen Ozean als Regen, sehr selten als Hagel fällt; im Gebiet der Westwinde des Süd-Indischen Ozeans treten Schnee und Hagel viel häufiger auf als im Nord-Indischen Ozean. Die Regenwahrscheinlichkeit innerhalb der einzelnen Monate sind in Figuren zum Ausdruck gebracht und in Tabellen zahlenmäßig wiedergegeben. Ein Vergleich mit der Regenwahrscheinlichkeit an der holländischen Nordseeküste ergibt, daß an dieser Regenfälle um 50 % eher zu erwarten sind als im Passatgebiet des Indischen Ozeans. In dem folgenden Abschnitt wird das häufige Auftreten stürmischer Winde, und zwar des Monsun, der Passatwinde und derjenigen der Westwindregion behandelt, sowie der tropischen Zyklone erörtert. Dabei wird zwischen realen und zyklonischen Sturmwinden unterschieden und nach Beziehungen zwischen Zyklonenhäufigkeit, Luftdruck und -temperatur und Wetter gesucht, bzw. werden zwischen der Periodizität der Sonnenflecken und Häufigkeit der Mauritiuszyklonen innerhalb der Periode 1848 bis 1906 Zusammenhänge nachgewiesen. *Blaschke.*

Olaf Devik. Thermische und dynamische Bedingungen der Eisbildung in Wasserläufen, auf norwegische Verhältnisse angewandt. *Geofys. Publ. 9, Nr. 1, 100 S., 1931.* *H. Ebert.*

Schumacher. Luftdruckverteilung. *Gas- u. Wasserfach 74, 479, 1931, Nr. 21.* *H. Ebert.*

E. Wertheimer. Über die Begriffe der Lufttemperatur, der Zimmertemperatur, der Temperatur der Atmosphäre, der thermodynamischen Temperatur, der Luftwärme und der Warmheit. *Meteorol. ZS. 48, 128—134, 1931, Nr. 4.* Verf. verweist auf die abweichende Bedeutung des Grundbegriffes der „Lufttemperatur“ im täglichen Leben und der Meteorologie, der Experimental- und theoretischen Physik, und bezeichnet als schuldige Ursache vor allem die falsche Definition der Temperatur in der kinetischen Theorie der Gase. Daher diskutiert er zunächst über den Irrtum dieser insofern, als sie die Behauptung aufstellt, daß die Temperatur der Luft, aus der molekularen Geschwindigkeit der Molekeln berechnet, bei einer solchen von 500 m immer 20° C betragen muß; eine Berücksichtigung der Wärmestrahlung erfolgt dabei nicht. Nun können in der Natur bzw. im Zimmer verschiedene Wärmezustände herrschen, die sich experimentell herstellen lassen und vom Verf. an drei Wärmezuständen vorgeführt werden. Derselbe erörtert weiter die Begriffe der Luftwärme und der Warmheit und die Messung dieser Größen (unter Luftwärme die gesamte Körperenergie der Luftmolekeln verstanden, unter „Warmheit“ die Wirkung von Wärmeleitung und -strahlung) mittels eines Quecksilberthermometers. Aus seinen Angaben läßt sich wohl der Wärmeinhalt (die Körperenergie) der Luftmolekeln

berechnen, jedoch nicht die Temperatur der Luft und noch viel weniger die Warmheit. Ferner versteht die Meteorologie unter der Luftwärme eine Energie- und keine Temperaturgröße, während im täglichen Leben unter der Temperatur, der Zimmertemperatur oder der Temperatur der Atmosphäre die Warmheit nach Angabe eines Quecksilberthermometers unter dem Einfluß von Wärmeleitung und -strahlung gemeint ist, d. h. die Temperatur des Quecksilbers und nicht der Luft angegeben wird. Mit den gleichen Angaben operiert der Experimentalphysiker, doch meist in der Annahme, daß Gas- (Luft-) Wärme und Temperatur der Gefäßwände einander entsprechen. Nach den Ausführungen des Verf. läßt sich T (Temperatur) nicht durch L (Bewegungsenergie) allein, also kinetisch, definieren, inwieweit durch u (Strahlung), also elektromagnetisch, steht noch dahin, herrscht doch eine wichtige Beziehung zwischen beiden, über deren nähere Tragweite sich der Verf. äußert.

Blaschke.

Hilding Köhler. Über die Kondensation an verschiedenen großen Kondensationskernen und über die Bestimmung ihrer Anzahl. Gerlands Beitr. 29, 168—186, 1931, Nr. 2. Eine theoretische Betrachtung der Dampfspannung über verschieden großen Lösungströpfchen — die Kerne werden hier im Wasser gelöst angenommen — verlangt, daß bei steigendem Dampfdruck die Tröpfchen wachsen müssen. Wenn nun zugleich verschieden große Kondensationskerne, d. h. also Tröpfchen vorhanden sind, so erreichen dabei zuerst die größten ihr Maximum, worauf unter Kondensation Verringerung des Dampfdruckes eintritt und die kleineren Tröpfchen auf die diesem geringeren Wert entsprechende Größe verdunsten. Daraus folgt, daß man bei Messungen mit dem Aitkenschen Kernzähler mit einem Pumpenschlag nur die Anzahl der größten Kerne erhält. Aus den thermodynamischen Überlegungen und nach Ergebnissen von Tröpfchenuntersuchungen werden auf Grund der damit gewonnenen Vorstellungen über den richtigen Kondensationsverlauf meteorologische Folgerungen gezogen: In aufsteigender Luft werden zuerst die größten Lösungströpfchen zu sichtbaren Tropfen anwachsen und zurückbleiben, während die kleineren weiter bis zu ihrem Maximalpunkt der Dampfspannung anwachsen; es bilden sich also Wolkenetagen. Außerdem muß das Anwachsen der Lösungströpfchen eine Trübung der Atmosphäre vor Bildung der Wolkendecke geben. Als weitere Folgerungen wird die Existenzmöglichkeit von Kernen im Nebel, die ja auch durch Messung erwiesen ist, und eine Abnahme der Chlorkonzentration des Nebelfrostes mit der Höhe der Gebirge angeführt.

F. Steinhäuser-Wien.

Wg. Kaempfer. Rotierende Wassertropfen an der Außenwand des Glasfensters eines fahrenden Zuges. Meteorol. ZS. 48, 154—155, 1931, Nr. 4. Beobachtung von Wassertropfen, welche, mit feinen Rußpartikeln durchsetzt, am Fenster eines Schnellzuges zyklische Bewegungen ausführten, und zwar rotierte das Tropfeninnere je nach Größe und Dicke des Tropfens mit einer Umlaufzahl von 1 bis 3 in der Sekunde und in gleichem Richtungssinn über die ganze Scheibe. Bei Beobachtung in Fahrtrichtung erfolgte die Drehung vom Standort des Beobachters aus im Sinne des Uhrzeigers, vom entgegengesetzten Beobachtungsort aus entgegengesetzt der Richtung des Uhrzeigers. Vermutlich kommt die Rotation so zustande, daß der vorbeiblasende Luftstrom oberhalb des Tropfens infolge des beim Abgleiten anhaftenden Wassers gebremst wird, unterhalb desselben aber ungehindert weiterfließen kann (Analogie der Tropfentheorie in der Entstehungsgeschichte der Zyklonen.)

Blaschke.

A. R. Low. Multiple modes of instability of a layer of viscous fluid, heated from below, with an application to meteorology. S.-A.

3. Intern. Kongr. f. Tekn. Mek. Stockholm 1930, 12 S. Wenn eine ruhende Flüssigkeit mit innerer Reibung von unten aus erwärmt wird, so kann unter bestimmten Umständen der an sich instabile Zustand stabil bleiben. Diese Erscheinung hatte Rayleigh und später Jeffreys berechnet. Verf. erweitert die Zahl der mathematisch möglichen Fälle und gibt eine Anwendung auf ein meteorologisches Problem, indem er bestimmte, an Cirrusschleiern beobachtete Erscheinungen zu erklären versucht. *Erk.*

S. Škreb. Luftdruckwellen und harmonische Analyse. Meteorol. ZS. 48, 147–148, 1931, Nr. 4. Es wird auf den Mißbrauch hingewiesen, der in der Geophysik mit den mathematischen Methoden bei der Aufsuchung von Perioden getrieben wird. Die Fälle, wo Regelmäßigkeit und Symmetrie, etwa in Form von Sinuskurven, auftreten, sind in der Natur nur einer von vielen. Es gibt kein Mittel, mit welchem man aus einer Kurve eine reelle Periode herausfinden kann, wenn die Periode nicht schon anderweitig erkennbar oder physikalisch plausibel ist. *Haurwitz.*

B. Haurwitz. Zur Berechnung von oszillatorischen Luft- und Wasserströmungen. Gerlands Beitr. 27, 26–35, 1930, Nr. 1. Es ist nicht erlaubt, zur Berechnung der oszillatorischen Luft- und Wasserströmungen die Gleichungen der Mechanik eines Massenpunktes zu verwenden. Um die Beeinflussung der Bewegung eines solchen als Punkt aufgefaßten Teiles des gasförmigen oder flüssigen Kontinuums durch die umgebenden Punkte zu erfassen, müßte man, ausgehend von einem System von n Lagrangeschen Bewegungsgleichungen zweiter Art, entsprechend den unendlich vielen Freiheitsgraden einen Grenzübergang mit $n \rightarrow \infty$ machen und die Integration durchführen, wobei erst noch die Schwierigkeit zu überwinden wäre, die Beziehungen zwischen den Massenpunkten richtig auszudrücken. Auch die Verwendung der hydrodynamischen Gleichungen durch Exner führt zu einer unvollkommenen Lösung, weil sie die oszillatorische Bewegung auch ohne Berücksichtigung der Corioliskraft gibt. Der Verf. gibt dann einen richtigen Weg zur Lösung des Problems mit Hilfe der Bjerknesschen Störungsgleichungen an. *F. Steinhäuser.*

J. Egedal. Über die Bestimmung der atmosphärischen Mondgezeiten. ZS. f. Geophys. 7, 191, 1931, Nr. 3/4. Es wird auf das neue Verfahren von S. Chapman zur Berechnung dieser Variationen hingewiesen, auf die Möglichkeit weiterer Fortschritte infolge besserer Ausnutzung des Beobachtungsmaterials und Beschränkung der Aufgabe sowie die Frage, inwiefern etwa systematische Fehler der Luftdruckregistrierung die Resultate beeinflussen. Ergeben sich doch Differenzen zwischen solchen bei Registrierungen mittels des Dines-Float-Barographen und eines Barographen von kleinerem Durchmesser. Es wäre daher angebracht, alle fortlaufenden Berechnungen der atmosphärischen Mondgezeiten zu prüfen und dabei einen Barographen zu verwenden mit fast demselben weiten Rohr (etwa 4 cm), wie es bei dem Dines-Float-Barographen im Gebrauch ist. *Blaschke.*

C. G. Abbot. Weather dominated by solar changes. Smithson. Misc. Coll. 85, 18 S., 1931, Nr. 1. Verf. erklärt in einleitenden Ausführungen als hauptsächliche Ursache der mannigfachen Witterungserscheinungen das aktuelle Auftreten von Veränderungen der solaren Strahlung u. a. und gibt dazu in graphischer Darstellung tägliche Beobachtungen der Solarkonstanten zu Montezuma (Chile) seit 1924. Sein Ziel ist, die Veränderungen der solaren Ausstrahlung in ihren Auswirkungen auf das Wetter auf lange Zeit vorherzusagen. Noch ist keine 12 Monat-Periode in den Resultaten zu erkennen, wohl aber die steigende wie fallende

solare Ausstrahlung in Sequenzen von 111 bzw. 106. Verf. erörtert ziemlich eingehend die aus seinen Beobachtungsdaten gewonnenen Kurven und ist bestrebt, so viele Beziehungen als möglich aufzudecken. Er verweist auf offenbare solare Einwirkungen auf das Wetter, die sich noch 10 oder 17 Tage nach der Kulmination solarer Sequenzen bemerkbar machen, wie sie sich in Washington 10 oder 12, oft auch 16 oder 17 Tage nach Ende solarer Ursachen beobachten ließen, gibt Daten an für 8 bzw. 11 Monat- und 45 bzw. 25 Monat-Perioden, monatliche Mittelwerte der Solarkonstanten für 1918 bis 1930 (in Tafeln zahlenmäßig und in Figuren in graphischer Darstellung). Er gelangte auf Grund seiner Untersuchungen zu Perioden von $\frac{1}{2} + \frac{1}{3}$ der $11\frac{1}{4}$ „Jahr“ eines Sonnenfleckenzyklus und von $\frac{1}{16}$, $\frac{1}{36}$ und $\frac{1}{50}$ von Brückners Zyklus von 33 Jahren u. ä. Seine Annahme, daß das Wetter durch solare Veränderungen beherrscht wird, sucht Verf. an Hand seines Beobachtungsmaterials der solaren Variation innerhalb der Jahre 1918 bis 1930, die fünf solcher definitiven Perioden aufweist, nachzuweisen, d. h. sie in den Witterungsereignissen dieser Jahre aufzufinden. Dazu vergleicht er den Verlauf der monatlichen mittleren Temperatur zu Washington von 1918 bis 1930 und trägt die entsprechenden Daten sowohl in Tabellen wie in Kurven ein. Aus seinen kritischen Betrachtungen zwischen Verlauf der solaren Ausstrahlung wie dem der Temperaturen findet er gewisse Abhängigkeitsverhältnisse zwischen solarer Ausstrahlung und Wetter (die Perioden solarer Variation zu Washington stehen mit Temperaturabnahme in Beziehung), die wieder die Möglichkeit zulassen, das künftige Wetter vorherzusagen.

Blaschke.

R. Streiff-Becker. Zur Dynamik des Föhns. Meteorol. ZS. 48, 149—152, 1931, Nr. 4. Zuerst ein Hinweis auf den Unterschied des Föhns des Alpenvorlandes zu dem des Alpenteales, und die bisherige Erklärung der Veranlassung des Niederstürzens des Höhenwindes in die Täler, welche wohl für das Alpenvorland, aber nicht für eigentliche Föhntäler zutreffen mag. Auf die Unterschiede im Auftreten der verschiedenen föhnartigen Winde geht der Verf. ein und verweist dann auf seine auf Grund von Untersuchungen gewonnene neue Ansicht über das Fallen des Föhnwindes (Mitt. der Naturforsch. Ges. d. Kanton Glarus von 1930 und „Die Alpen“ von 1930). In drei Abbildungen sind die wesentlichsten Verhältnisse dargelegt und in einer Tabelle eine schematisierte Übersicht der in Glarus herrschenden Südwinde gegeben. Nach seinen Ausführungen ist die Entstehung des Föhns vor allem von orographischen Verhältnissen am Fuße des Gebirgskammes abhängig, jedes Tal hat seinen eigenen Föhn, und zwar weisen hochgelegene Täler mit großem Gefälle nie so typische Föhne auf, wie tiefliegende mit flachen Böden. Die Föhnlage spiegelt sich deutlich im Isobarenbild wieder, und zwar in einer scharfen Ausbuchtung der Isobaren, dem sogenannten „Föhknkie“. Der Alpentalföhn wie der Pseudoföhn des Alpenvorlandes sind zwei verschiedene Winde, stammen aber gemeinsam vom Höhenwind, und zwar von einer Antizyklone der Antizyklonal- oder Hochdruckföhn, von einer Depression der Gradient- oder Tiefdruckföhn (der als Alpental- oder Talföhn oder Alpenvorland- oder Vorlandföhn auftritt).

Blaschke.

S. Hanzlik. Der Luftdruckeffekt der Sonnenfleckenperiode für die Monate Dezember, Januar, Februar und Juni, Juli, August. Gerlands Beitr. 29, 138—155, 1931, Nr. 2. (II. Mitteilung. I. Dezember, Januar und Februar.) Für über die ganze Erde zerstreute Orte wurden Differenzen der Luftdruckmittel aus den drei Jahren um das Sonnenfleckenminimum und -maximum (Luftdruckeffekt der Sonnenflecken) seit 1842 für Winter und Sommer getrennt berechnet und in Karten eingetragen. Im Winter findet man so im indischen

Monsungebiet, bei Japan und über Australien Gebiete mit in allen Perioden positivem Effekt, dem an der Westküste Südamerikas ein Gebiet mit durchwegs negativem Effekt gegenübersteht. Die Größe des Effektes ändert sich in beiden Gebieten im entgegengesetzten Sinne, so daß auf eine langandauernde Schwankung (vielleicht nach der Brücknerperiode!) zu schließen ist. Außerdem gibt es Gebiete mit von Periode zu Periode im Vorzeichen wechselndem Effekt, und zwar entgegengesetzt in nördlichen und südlichen Gebieten, also Schwingungen nach doppelter Sonnenfleckenperiode (Halesche Periode). In den Sommermonaten zeigen sich mit gewissen Verlagerungen und Größenänderungen des Effektes in den oben erwähnten Gebieten ähnliche Verhältnisse. *F. Steinhäuser-Wien.*

Albert Pepler. Energieschwankungen der nordatlantischen Zirkulation und Sonnenflecken 1881–1923. Gerlands Beitr. **29**, 187–200, 1931, Nr. 2. Der Verf. führt Defants Berechnung der normalen Luftdruckverteilung über dem Nordatlantischen Ozean und der Anomalien der Luftdruckdifferenzen zwischen dem subtropischen Hochdruckgebiet und der isländischen Zyklone der Periode 1881–1905 bis zum Jahre 1923 fort. Aus Monatsisobaren- bzw. Isanomalienkarten wurden die Werte für jeden Schnittpunkt der Parallelkreise von 5 zu 5° und der Längengrade von 10 zu 10° entnommen und daraus Mittelwerte für das Gebiet des Nordatlantischen Ozeans von 10 bis 60° westlicher Länge gebildet. Die Abweichungen der Druckdifferenzen zwischen 30 und 65° vom Normalgefälle der Periode 1881–1905 werden als Maß für die Schwankungen des Energiewertes der nordatlantischen Zirkulation berechnet und in einer Tabelle in Prozenten des Normalgefälles für jeden Monat der untersuchten 43 Jahre mitgeteilt. Man entnimmt daraus, welche große Schwankungen die Zirkulation macht, einer negativen Anomalie von 138% im Januar 1881 steht eine positive von 198% im Mai 1911 gegenüber. Eine Zusammenfassung der Energiewerte nach Dezennien zeigt, daß in den ersten zwei Dezennien unseres Jahrhunderts die Zirkulation gegenüber den letzten zwei des vorigen Jahrhunderts ganz bedeutend verstärkt war. Die Kurve der Druckanomalien seit 1906 hat mit der Kurve der Sonnenfleckenrelativzahlen gleichsinnigen Verlauf im Gebiet zwischen 60 bis 70° N und im Gesamtgebiet zwischen 10 bis 70° N, während sich zwischen 25 bis 35° N ein inverses Verhalten findet. Eine Trennung nach Jahreszeiten gibt diesen Zusammenhang besonders gut im Winter, während er im Sommer und Herbst nicht zu finden ist. Die Änderung der Druckdifferenzen zwischen Subtropen und Island zeigt, daß die nordatlantische Zirkulation in einer langjährigen Periode schwankt, die mit der von Köppen festgestellten 44,5-jährigen Periode strenger Winter in Westeuropa identisch sein kann. Außerdem fallen auf drei Sonnenfleckenperioden fünf Unterperioden der Energieschwankung, so daß sich also Energiezykel von durchschnittlich 7,7 Jahren daraus ergeben, die in Beziehung gebracht werden zu der von Baur entdeckten 7,5-jährigen Periode der Luftdruckschwankungen an verschiedenen Orten und die rund doppelt so groß sind, wie die von Lockyer und Defant zu 3,5 Jahren angegebene Eigenperiode der Schwingung der atmosphärischen Zirkulation. *F. Steinhäuser-Wien.*

R. Bureau. Variations des parasites atmosphériques pendant l'éclipse de Lune du 2 avril 1931. C. R. **192**, 975–977, 1931, Nr. 16. Registrierungen von atmosphärischen Parasiten zu Saint-Cyr und auf dem Mont-Valerien haben eine wichtige Anomalie in der Entwicklung des Phänomens vom 2. April zwischen 18 und 24 Uhr ergeben. Es werden vier Kurven nach den Registrierungen angegeben, von denen jede den Verlauf der täglichen Schwan-

kungen mit den Maxima der Nacht und des Nachmittags, die rasche Abnahme der Atmosphärlinien um 18 Uhr usw. kundtut. Eine „Nota“ ergänzt noch die Bemerkungen über die am 2. April beobachtete Anomalie. *Blaschke.*

Günther Falckenberg. Experimentelles zur Absorption und Emission der atmosphärischen Eigenstrahlung dünner Luftschichten. Meteorol. ZS. 48, 135—139, 1931, Nr. 4. Hinweisend auf die Notwendigkeit neuer Absorptionsmessungen dünner Schichten mit Strahlungsquellen, wie sie im nächtlichen Wärmehaushalt vorkommen, berichtet Verf. von seinen Untersuchungen und stellt die nötigen Beziehungen auf zwecks Berechnung des Strahlungshaushaltes einer Luftschicht in der freien Atmosphäre. Er berichtet von der Messung der Absorption einer 85 cm starken Luftschicht bei 18° für die gegenseitige Strahlung von schmelzendem Schnee und einer auf etwa 18° gehaltenen Thermosäule. Apparatur wie Resultate sind angegeben, ebenso die Berechnung der Absorption und die Ergebnisse, wie etwa, daß die unteren Luftschichten infolge der infraroten Strahlung schnell allen Änderungen der Bodentemperatur folgen, daß bei Absorptionsmessungen zwecks Vermeidung von Fehlern die Aufstellung von Pyrogeometern zu berücksichtigen ist u. a. m. Hingewiesen ist auf die Untersuchungen von Geiger bezüglich der Strahlungsscheinleitung in Zusammenhang mit Absorptionsmessungen an Laubblättern und seiner Erklärungen von Froststellen durch Kältestauseen und Kaltluftspeicher (Mulden). *Blaschke.*

W. Mörkofer und F. Levi. Zur Vergleichbarkeit meteorologischer Strahlungsmessungen. Naturwissensch. 19, 399, 1931, Nr. 19. Messungen der Ultraviolettintensität der Sonnenstrahlung lassen sich infolge verschiedener spektraler Empfindlichkeit des Belages der photoelektrischen Cadmiumzellen nicht ohne weiteres miteinander vergleichen. Dieses wird erst möglich mittels des am Observatorium Davos ausgearbeiteten Eichverfahrens unter Verwendung des Quotienten „Photostrom bei freier Zelle : Photostrom hinter Filter als Indikator für spektrale Verteilung der auffallenden Intensität“. Als Filter dient das im strahlungsklimatischen Dienst verwendete Minoglas. Geprüft wurde bisher nur bei Messung der Sonnenstrahlung zu Davos, doch soll das Eichverfahren auch auf Messung des diffusen Himmelslichtes angewendet werden, und zwar bei vergleichenden Messungen an verschiedenen Orten. *Blaschke.*

Max Bider. Ergebnisse der Beobachtungen mit dem Davoser Frigorimeter in Basel. Strahlentherapie 39, 541—564, 1931, Nr. 3. Die Dornosche (mit dem Frigorimeter gemessene) Abkühlungsgröße unterscheidet sich von der Hillschen (mit dem Katathermometer gemessenen) Abkühlungsgröße dadurch, daß in dieser nur Lufttemperatur und Windgeschwindigkeit, in jener außerdem noch eine Reihe anderer meteorologischer Faktoren (Wärmestrahlung jeder Herkunft, Verdunstungskälte) zu einem Zahlenwert zusammengefaßt sind. Es wird versucht, an Hand von Messungen (1. Oktober 1928 bis 30. Juni 1930) mit dem Davoser Frigorimeter die auf die Dornosche Abkühlungsgröße wirksamen Faktoren (Temperatur, Wind, Niederschlag, Strahlung) zu analysieren. Es wird eine Formel aufgestellt, die aus dem Baseler Material eine nur von Windgeschwindigkeit und Temperatur abhängige Abkühlungsgröße zu berechnen erlaubt. Die nicht unbeträchtlichen Unterschiede von den von anderer Seite gemessenen Kurven werden auf bisher noch unbeachtete Unterschiede in den Luftströmungen zurückgeführt. Der Einfluß der Niederschläge und der Strahlung wird als Differenz zwischen der gemessenen und der berechneten Abkühlungsgröße ermittelt. Es zeigt sich, daß nur in den Sommermonaten der Regen von größerer Bedeutung

ist, und daß der Strahlungseinfluß vom Winter zum Sommer stark ansteigt. Und zwar übertrifft die diffuse Strahlung (Himmelsstrahlung, Erdstrahlung) im allgemeinen die direkte Sonnenstrahlung an Einfluß. In einem zweiten Teil wird das Beobachtungsmaterial von klimatologischen Gesichtspunkten aus (Jahresgang, Vergleich mit Karlsruhe, interdiurne Veränderlichkeit usw.) diskutiert. *Risse.*

Harald Lunelund. Frigorimetrische Untersuchungen in Helsingfors, Finnland. Strahlentherapie 39, 565—580, 1931, Nr. 3. Es werden die ersten frigorimetrischen Messungen der Abkühlungsgröße (1. März 1926 bis 30. Juni 1928, 22. November 1929 bis 1. Mai 1930) in Helsingfors (60° 10' N) mitgeteilt und diskutiert. Die Messungen erfolgten zum Teil in einem teilweise geschützten Ort (Hof des Instituts 1,5 m über dem Erdboden), zum Teil frei auf einem Turm, 45 m ü. M., 1,5 m über der Plattform, zuerst unter Verwendung von Hg-Kontaktthermometern, dann eines Metallthermometers, zuletzt in Verbindung mit einem Komptator (Fuess 109a), der sich gut bewährt hat. Es wird gezeigt, daß die Dornosche Formel für Helsingfors ebenso gültig ist, wie für Davos und andere Orte und ebenso wie eine vom Verf. selbst aufgestellte Formel zur Berechnung von Normalwerten der Abkühlung verwendet werden kann. Ein Vergleich der so gewonnenen Daten für Helsingfors und Davos ergibt trotz höherer mittlerer Jahrestemperatur (4,4° in Helsingfors, 2,6° in Davos) eine wesentlich größere Abkühlungsgröße für Helsingfors, besonders im Herbst und Frühling [im Januar z. B. 29,3 (Helsingfors) gegen 13 (Davos)]. *Risse.*

Hans Tichy. Beitrag zur Wertung des Schreiberhauer Klimas auf Grund von Beobachtungen mit dem Davoser Frigorimeter. Strahlentherapie 39, 581—586, 1931, Nr. 3. Es werden neue Messungen der Abkühlungsgröße in Schreiberhau mitgeteilt und mit den Dornoschen Messungen sowie Messungen aus St. Blasien (diese allerdings mit Katathermometer gewonnen) verglichen. Für die Gebirgsorte ergibt sich durchweg eine große Gleichmäßigkeit im Jahresgang der Abkühlungsgröße, die für die „energetische Schonung“ der Kurbedürftigen ausschlaggebend und damit als wichtiger Heilfaktor nicht zu unterschätzen ist. *Risse.*

Ladislav Gorczyński. Mesures actinométriques effectuées à bord de navires dans les Océans Atlantique et Indien. Arch. sc. phys. et nat. (5) 13, 19—51, 1931, Jan./Febr. Die aktinometrischen Messungen erfolgten in den Jahren 1923 bis 1928 an Bord von neun Schiffen und hatten zum Zweck die Ermittlung der Intensität der Himmelsstrahlung für verschiedene Dichten der Atmosphäre (in Prozenten) und der Solarkonstanten, ferner der Verluste der Sonnenstrahlung unter dem Einfluß unruhiger oder nebeliger Atmosphäre (ebenefalls in Prozenten der Solarkonstanten). Nach den Untersuchungen entfallen in Prozenten der Solarkonstanten 1% auf den Indischen und 2% auf den Atlantischen Ozean in 45° südlicher Breite, 3% auf das Rote und das Mittelländische Meer, darüber hinaus auf die ozeanischen Inseln und die kontinentalen Ebenen (so ergeben sich 5% für Apia auf Samoa, 7% für Bangkok auf Siam und 11% auf Warschau in Polen). Diese Resultate werden kurz angegeben, dann die an Bord der Schiffe benutzten Instrumente beschrieben (erst Bimetallaktinometer, dann thermoelektrische Pyrheliometer und Solarimeter) und die Strahlungsmessungen selbst in verschiedenen Tabellen wiedergegeben. Zur Sprache werden auch gebracht, in welcher Abhängigkeit die Intensität der Sonnenstrahlung an einem gewissen Ort zu bestimmter Zeit steht von der zenitalen Distanz der Sonne

oder die Dichte der Atmosphäre, der Erde zur Sonne, der durch die verschiedenen Gasmoleküle der Luft hervorgerufenen Diffusion und ihren Wasserdampfgehalt, der selektiven Absorption des Wasserdampfes, der Diffusion wie Absorption als Wirkung der verschiedenen Teilchen und Tröpfchen der Atmosphäre und endlich der Reflexion an der höheren Fläche der Wolken. Hauptsächlich wird die Intensität der Sonnenstrahlung bedingt durch die Stellung der Sonne oder die Schwankungen der Dichte der Atmosphäre u. ä. Zur Berechnung der Verluste infolge von Nebel (oder Unruhe der Atmosphäre) muß die Übertragung der Atmosphäre (in reinem wie trockenem Zustand) bekannt sein (einige Tabellen enthalten Daten nach dieser Richtung); es ermittelte Verf. die Intensität der Sonnenstrahlung (in Prozenten der Solarkonstanten) zu $67\frac{1}{2}\%$, die Verluste unter dem Einfluß trockener und reiner Luft zu $9\frac{1}{2}\%$ und unter dem Einfluß des Wasserdampfes zu 21% .

Blaschke.

Wladyslaw Gorezynski. Über hohe Werte der Sonnenstrahlungsintensität, die auf den Ozeanen, an Landstationen und in den höheren Luftschichten beobachtet wurden. Strahlentherapie **39**, 587—600, 1931, Nr. 3. Als „hohe“ Strahlungsintensität der direkten Sonnenstrahlung definiert Verf. jede Intensität $> 1,4 \text{ cal g/cm}^2 \text{ min}$, senkrecht zur Strahlungsrichtung mit dem Pyrheliometer gemessen. Bei ihrer Angabe muß auf gleiche Sonnenhöhe und mittlere Erdentfernung, sowie ferner auf gleiche atmosphärische Durchlässigkeit bezogen werden. Die Durchlässigkeitsprozente (P) werden nach der Beziehung $P = (1,94 - Q'_m) : (1,94 - Q_{\text{obs}})$ aus den für bestimmte atmosphärische Schichtdicken konventionell festgesetzten maximalen Intensitäten (bei Annahme des gemeinhin angenommenen Wasserdampfgehalts) und den beobachteten errechnet. Schiffsbeobachtungen im Atlantik, Mittelmeer, Roten Meer und Indischen Ozean zeigen, daß der Wert $1,4 \text{ cal}$ im allgemeinen nicht erreicht wird. Höhere Werte kommen im Flachland in den feuchteren, europäischen Klimagebieten regelmäßig im Frühjahr (bis $1,45$), im Norden und den Polargebieten im Sommer vor. In Moskau, Washington, aber auch in Montpellier wurden Werte bis zu $1,5 \text{ cal}$, in der Sahara bis zu $1,6$ beobachtet. Im Gebirge werden Strahlungswerte bis $1,7$ erreicht, wie sie in entsprechender Höhe auch bei Flugzeug- und Freiballonaufstiegen gemessen wurden (höchster Wert $1,78$ in Registrierballon ist unsicher). Die Werte der totalen Sonnen- und Himmelsstrahlung können beträchtlich höher liegen.

Risse.

F. W. Paul Götz und Rudolf Ladenburg. Ozongehalt der unteren Atmosphärenschichten. Naturwissensch. **19**, 373—374, 1931, Nr. 18. Nach den spektralphotometrischen Untersuchungen der Durchlässigkeit der Atmosphäre für Sonnenlicht lagert die etwa 3 mm dicke Ozonschicht in 40 bis 50 km Höhe. Meßbare Ozonmengen enthalten die unteren Atmosphärenschichten, wie Messungen der Durchlässigkeit der unteren Luftschichten in den Alpen mittels des von einer Quecksilberlampe ausgestrahlten und mit zwei Quarzspektrographen photographisch-photometrisch erfaßten Lichtes ergeben haben. Bestimmt wurde die absolute Luftdurchlässigkeit einer $3,6 \text{ km}$ langen Luftstrecke in mittlerer Höhe von 2300 m und gefunden wurde eine mit abnehmender Wellenlänge stark zunehmende Absorption. Die Ergebnisse sind in einer Tabelle zusammengestellt und weisen einen mittleren Ozongehalt der Atmosphäre über Arosa von $0,0029$ und über der Provence von $0,0022 \text{ cm N. P. T. pro Kilometer auf}$.

Blaschke.

D. Chalonge et E. Dubois. Sur la distribution de l'ozone dans l'atmosphère. C. R. **192**, 808—810, 1931, Nr. 13. Mit der Annahme, daß das atmosphärische Ozon sich in konzentriertem Zustand in einer Schicht über der relativ

schwachen Atmosphäre befindet, läßt sich das Gesetz aufstellen: mit dem zenitalen Abstand der Sonne muß die Länge der wirklichen Strecke quer durch diese Schicht für die Sonnenstrahlen wechseln, welche den Beobachter treffen. Darstellen läßt sich das Gesetz durch eine Reihe von Kurven in Abhängigkeit von einem Parameter, welcher die Höhe der Schicht ist. Andererseits gestattet das Studium des Sonnenspektrums die Beziehung gewisser Intensitäten von Sonnenstrahlen zu berechnen. Nach dieser Richtung werden nun vom Verf. die nötigen Beziehungen dargelegt (Cabannes und Dufay, vgl. diese Ber. 8, 1867, 1927) und die entsprechenden Formeln entwickelt. Es scheint das Ozon viel weniger ungleichmäßig verteilt zu sein, als man annimmt, auch dürften nennenswerte Mengen bis zu relativ niederen Höhen vorhanden sein. Aus Vergleichsmessungen (gleichzeitig aus Photographien direkt des Sonnenspektrums und des Spektrums des Zenits gewonnen) ließen sich diese Annahmen prüfen. Die vom Verf. ausgeführte Berechnung ergab, daß die nach der ersten Methode ermittelten Werte höher zu liegen kämen als die nach der zweiten. *Blaschke.*

G. M. B. Dobson. Ozone in the Upper Atmosphere and its Relation to Meteorology. *Nature* 127, 668—672, 1931, Nr. 3209. Die Höhe des Ozons in der Atmosphäre läßt sich herleiten mittels Bestimmung des Sonnenauf- und -unterganges, und wenn auch diese Methode nicht genaue Resultate liefert, so ergaben doch bereits die vielen Messungen, daß das Ozon in durchschnittlich 50 km Höhe lagert; wie weit es darüber oder darunter noch vorkommt, war bisher nicht zu ermitteln. Dabei schwanken die Mengen des Ozons in den Messungen von Tag zu Tag sehr, oft bis zu 50 % des Wertes. Erwiesenermaßen liegt das Maximum des Ozons im Frühling, das Minimum im Herbst; ferner zeigen die täglichen Variationen auf gewisse Zusammenhänge mit den meteorologischen Verhältnissen hin, und zwar in der oberen Troposphäre, wie der niedrigen Stratosphäre; die Ozonmenge ist groß, wenn die Temperatur der Troposphäre niedrig, der Druck nahe der Basis der Stratosphäre niedrig, die Höhe der Basis derselben niedrig liegt usw. Noch reichen die meteorologischen Beobachtungen nur bis zu Höhen von 15 km, deuten aber bereits auf Beziehungen zwischen Ozonmenge und Druck in höheren Schichten der Atmosphäre, und damit wäre eine weitere enge Beziehung zwischen beiden zu erwarten. Beobachtungen nach dieser Richtung erfolgen bereits an verschiedenen Orten von Nordwesteuropa, und allmählich wird unser Wissen über die Verteilung des Ozons, wie der Mengenverhältnisse in der Höhe bzw. den Zyklonen zunehmen. Verf. zeigt in mehreren Figuren die bisherigen Ergebnisse der Verteilung des Ozons in Zyklonen, an verschiedenen Orten, Monaten, verweist auf Zusammenhänge zwischen Ozon und Temperatur in etwa 50 km Höhe (400° A), infraroten Strahlen und Schallwellen, die von Explosionen herrühren und in sehr weiten Entfernungen noch gehört werden, alles Fragen, die noch der Klärung bedürfen u. a. m. Die Beziehungen zwischen Ozon und meteorologischen Bedingungen sind vorläufig noch sehr schwer zu lösen, aber in Arbeit. *Blaschke.*

G. M. B. Dobson. A photoelectric spectrophotometer for measuring the amount of atmospheric ozone. *Proc. Phys. Soc.* 43, 324—337, 1931, Nr. 3 (Nr. 238). Es wird eine Apparatur beschrieben, die es erlaubt, den Ozongehalt der Atmosphäre auch bei bewölktem Himmel zu bestimmen. Sie besteht aus einem Quarzdoppelmonochromator, mit dessen Hilfe aus dem Sonnen- bzw. Tageslicht drei enge Spektralgebiete ausgesondert werden. Das erste liegt im Absorptionsgebiet des Ozons, bei 3110 Å, das zweite etwas außerhalb dieses Gebietes, bei 3265 Å, das dritte weit außerhalb bei 4435 Å. Auf dem Strahlenweg zwischen den beiden Prismen des Monochromators befindet sich eine verschiebbare Blende,

die die drei Wellenlängen einzeln durchzulassen erlaubt. Das zweite Prisma ist so angeordnet, daß die drei Wellenlängen auf eine Natriumphotозelle vereinigt werden. Auf dem Strahlenweg der von Ozon nichtabsorbierbaren Wellenlänge 3265 Å befindet sich ein Lichtfilter, das die durchgelassene Intensität meßbar zu verändern gestattet. Der Photostrom wird vierfach verstärkt. Das Lichtfilter wird so einreguliert, daß beim Kommutieren des absorbierbaren und des nichtabsorbierbaren Strahles keine Änderung des verstärkten Photostromes eintritt. Aus dem dazu erforderlichen Abschwächungsgrad des nichtabsorbierten Strahles und aus theoretisch abgeleiteten Beziehungen zwischen dem Ozongehalt und den Intensitäten der einzelnen Wellenlängen bei verschiedenen Bedingungen (direktes Sonnenlicht, blauer Himmel, Wolken) wird der Ozongehalt berechnet.

Rosen.

H. Rudolph. Über die von L. Vegard angenommene Stickstoffstaubhülle der Erde. Gerlands Beitr. 27. 378—381, 1930, Nr. 3/4. Die seinerzeit von Vegard angenommene mikrokristalline Stickstoffstaubhülle der Erde gewinnt nach Rudolph, vornehmlich aus folgenden Gründen, wieder an Wahrscheinlichkeit. In den sonnenbelichteten Nordlichtstrahlen ist die Intensität der grünen Nordlichtlinie gering. Die Mikrokristalle sind eben im sonnenbeschienenen Teil der Lufthülle verdampft. Sie bilden sich im Laufe der Nacht wieder, so daß die Intensität der grünen Nordlichtlinie am nächtlichen Himmel um Mitternacht ein Maximum erreicht.

Lauscher-Wien.

K. Feussner und P. Dubois. Trübungsfaktor, precipitable water, Staub. Teil I. Gerlands Beitr. 27. 132—175, 1930, Nr. 2. Die neuen Angaben der extraterrestrischen Energieverteilung erforderten eine Neubestimmung der Konstanten der Trübungsfaktorberechnung. Die Verff. finden eine Bestätigung der von Kastrow abgeleiteten Strahlungswerte in reiner Luft. Diese sind einigermaßen höher, als man bisher angenommen hatte. Dementsprechend sind die bisher berechneten Trübungs faktoren um etwa 25 bis 40 % zu erhöhen. Die Berechnungskonstanten für die Trübungs faktoren sind nun folgende:

Luftmasse:	$\frac{1}{2}$	1	2	3	4	6	8	10	15
P:	46,0	23,7	12,9	9,4	7,5	5,7	4,8	4,2	3,4

Es gilt: $T = P \cdot (\log I_0 - \log I)$, worin I die gemessene Intensität und I_0 die Solarkonstante (1,940) bedeutet. Ähnliche Werteangaben findet man auch für die etwas differierend definierten Intensitäten der Rot- und Kurzstrahlung. Zur Vergleichbarkeit der für Orte verschiedener Seehöhe bestimmten Trübungs faktoren empfehlen Feussner und Dubois einen sogenannten „projizierten Trübungs faktor“, den man erhält, wenn man die gesamte jeweils über einem betrachteten Niveau befindliche optische Trübung über die ganze Höhe der Atmosphäre bis zum Meeresniveau aufgeteilt denkt. Die dann folgende genaue Durchrechnung und Besprechung der „virtuellen Gänge des Trübungs faktors“, die dadurch entstehen, daß der komplexe Extinktionskoeffizient eines breiten Spektralbereichs mit dem Intensitätsverhältnis der einzelnen Wellengebiete variiert, ist sehr wertvoll.

Lauscher-Wien.

J. Jaroslawzew. Dämmerungshelligkeit. Gerlands Beitr. 29. 161—167, 1931, Nr. 2. Im Sommer 1926 und 1927 wurde vom Verf. am Pawlowsker Observatorium und im August 1929 auf dem Elbrus (3200 m) mittels Tubusphotometer Dämmerungshelligkeit beobachtet, soweit möglich, morgens und abends. Dabei zeigte sich die Morgendämmerung um 30 %, heller als die Abenddämmerung. Bei Sonnenaufgang betrug die Helligkeit in der Ebene von 300 bis 500 Lux und auf dem

Elbrus bis 700 Lux, bei Sonnendepression von 6° in der Ebene 2 Lux und auf dem Elbrus das Doppelte. In der Sonnwendperiode 1926 erreicht die Helligkeit noch um Mitternacht (Sonnenhöhe -7°) 1 Lux. Der Verlauf der Intensitätskurve zeigt Krümmungen, die durch Bildung eines unsichtbaren Nebels mit Teilchen von der Größe $6,2 \cdot 10^{-4}$ bis $9,0 \cdot 10^{-4}$ cm bei Sonnenuntergang in den untersten Schichten erklärt werden, der erst eine zerstreuernde und später eine absorbierende Wirkung ausübt. Der gegenüber 1926 zehnmal größere Helligkeitswert im Sommer 1927 wird auf die Luftverunreinigung durch gerade in diesem Jahre sehr häufige Wald- und Torfbrände zurückgeführt. Die Untersuchung der Anteile spektraler Bezirke mit Glasfilter zeigt nach Sonnenuntergang ein starkes Anwachsen des kurzwelligen Teils, dem bei Sonnenhöhen -4° bis (-5°) ein rasches Absinken folgt. Die Zunahme der Helligkeit mit der Seehöhe zu Beginn und am Ende der Dämmerung ist in folgender Tabelle zusammengestellt:

Beobachtungsort	Seehöhe m	Mittel der Helligkeitswerte in Lux	
		am Anfang der Dämmerung	am Ende der Dämmerung
Potsdam.	97	1,5	—
Pawlowsk	30	2,4	300
Salt Lake City.	1344	2,8	387
Elbrus	3200	4 9	745

F. Steinhauser-Wien.

Friedrich Lauscher. Strahlenbildung in der Vordämmerung. Meteorol. ZS. 48, 155, 1931, Nr. 4. Beobachtet prachtvoll ausgebildete Vordämmerungsstrahlen nordöstlich von Salzburg bei einem Sonnenstand von 5 bis 7° hoch (die Sonne schien ziemlich kräftig durch dünne astr). Als wohlbegrenzte, relativ kleine Wolken einer Steu-Bank in Sonnennähe kamen, waren am Gegenhimmel der Sonne drei sehr dunkle, scharf begrenzte Strahlen zu sehen, die mit einem Punkt unterhalb des ebenen Horizontes konvergierten, zugleich spurenweise auf dem höheren Himmel kürzere und hellere, aber geradlinige und wohlgeordnete Strahlen; später erhob sich eine Schar erleuchteter Streifen über den wolkenverdunkelten Räumen des Gegenhimmels.

Blaschke.

H. Shaw, J. McG. Bruckshaw and S. T. Newing. Applied Geophysics. A Brief survey of the Development of Apparatus and Methods employed in the Investigation of Subterranean Structural Conditions and the Location of Mineral Deposits. Science Museum London 1931, 100 S. In dem Britischen Reichsmuseum für exakte Naturwissenschaften in London hat H. Shaw eine Abteilung für Instrumente eingerichtet, die der praktische Geophysiker braucht und beschreibt diese in einem mit Abbildungen ausgestatteten Buch. Außer den bekannten Instrumenten enthält das Museum graphische Darstellungen der Ergebnisse geophysikalischer Untersuchungen zur Auffindung von Naturschätzen.

Koenigsberger.

A. Belluigi. Mezzo e massa anomala nei problemi gravimetrici. Erg.-Hefte f. angew. Geophys. 1, 235—240, 1931, Nr. 3. Der Verf. macht darauf aufmerksam, daß bei gravimetrischen Messungen zu beachten ist, daß eine Masse oder ein Kern von bestimmter Dichte in horizontalen Ebenen umgeben sein kann

von Schichten verschiedener Dichte, daß man einseitige und zweiseitige Dichtenänderungen unterscheiden muß und legt dies an dem Beispiel einer Synklinalen formelmäßig dar.

Koenigsberger.

J. H. Swartz. Resistivity Measurements upon Artificial Beds. U. S. Bureau of mines. Information Circular I. C. 6445, Wash., Febr. 1931. Der Verf. hat die künstlichen Schichten in der Erde selbst hergestellt, um möglichst frei von den störenden Einflüssen naher seitlicher Begrenzungsflächen zu werden. Bei seinem Verfahren ist die Begrenzung durch einen normal feuchten, aber ziemlich undurchlässigen Lehm gegeben. Das Loch, in dem die Schichten aufgebaut wurden, war etwa 5 m lang, 4 m breit, 1 m tief. Es werden Schichten von Lehm und von Sand, der mit Salzwasser oder natürlichem Erdöl oder Grundwasser getränkt wird, hergestellt. Gemessen wird nach der Methode von Wenner und nach der Fünfpunktmethode von F. W. Lee (vgl. Lee und Swartz, Bureau of mines, Techn. Papers 488, Wash. 1930, 12 S.), wo auch die Wirkung natürlicher Erdölvorkommen auf die Potentialdifferenzen beschrieben ist, wobei drei Elektroden zur Ermittlung von zwei Potentialdifferenzen dienen, so wie das der Referent auch schon angegeben hat. Die Ergebnisse dieser vorläufig mehr qualitativen Methode werden in Kurvenform gegeben. Deutlich heben sich ab die Einflüsse der oben erwähnten besser und ebenso der schlechter leitenden Schichten. Aus den Potentialdifferenzmessungen in horizontaler Richtung erhält man die Tiefe der hauptsächlich wirksamen Schicht als etwa ein Drittel des Abstandes der Primärstromelektroden für den Fall eines relativen Extremums der Quotienten der Potentialdifferenzen. Der Einfluß von Fallen und Streichen und der Höhenlage der jeweiligen Primärelektrode kann durch eine genäherte Korrektionsformel berücksichtigt werden.

Koenigsberger.

Heinrich Löwy. Eine elektrodynamische Methode zur Erforschung des Erdinnern. (VII. Mitteilung.) Über die physikalische Konstitution der Ölserie. Phys. ZS. 32, 337—345, 1931, Nr. 8. Nach der „Erdölhypothese“ des Verf. wird der Ort eines Öllagers dadurch gekennzeichnet, daß das in den tonigen Stufen der Ölserie enthaltene Salzwasser in disperser Weise verteilt oder aber (wie in den produktiven Stoffen) vom Erdöl geschieden und abgewandert ist, so daß die Ölserie als Ganzes durch geringe elektrische Leitfähigkeit bei erhöhter Dielektrizitätskonstante ausgezeichnet ist. Danach müßte ein elektrischer Oszillator, welcher aus einem Gebiet vollkommen trockenen Gesteins an den Ort eines grundwasserfreien Erdöllagers gebracht wird, eine Dämpfungsverminderung erfahren. Denn die zeitliche Dämpfung eines in einem rein dielektrischen Medium befindlichen Oszillators ist umgekehrt proportional der Wurzel aus der Dielektrizitätskonstante. Zur Prüfung der Erdölhypothese führte Verf. (August 1928) Versuche in Südkalifornien aus. Gemessen wurde der Widerstand R und die Eigenwellenlänge λ einer Bodenantenne, die aus zwei blanken, je 200 m langen Kupferlitzen bestand, welche ohne irgendwelche Isolation auf dem Boden lagen. Die Messungen wurden an 109 Punkten ausgeführt. λ schwankte nur zwischen 2010 und 2340, während die R -Werte zwischen 232 und 74 lagen. Es ergab sich im Mittel $R = 157$ Ohm für die Wüste, $R = 101 \Omega$ für das Ölgebiet, $R = 93 \Omega$ für die Ölfelder. An zwei Ölfeldern wurde $R = 74$ und 75Ω beobachtet. Verf. führt die etwas größeren Werte der übrigen Ölfelder auf Grundwasserstörungen zurück. Verf. betrachtet die Ergebnisse seiner Messungen in Kalifornien als Bestätigung der Erdölhypothese.

L. Twiss.

C. F. Hagenow. A striking variation of the Trevelyan Rocker experiment, using „dry ice“. Rev. Scient. Instr. (N. S.) 2, 194, 1931, Nr. 3.

Verf. bemerkte, daß beim Berühren eines Metallstiftes mit „dry ice“ ein hoher, scharfer Summerton hörbar wurde. Er schlägt den Versuch vor, das eine Ende einer Metallrute auf ein kleines Eisstück, das andere Ende auf den Tisch zu legen. Dabei entstehen lebhafte Vibrationen, da die Rute durch das verdunstende Eis augenblicklich gehoben, und wenn der Verdampfungsprozeß beendet, sofort wieder gesenkt wird. Dieser Zyklus wiederholt sich sehr schnell und es entsteht der oben erwähnte Ton. Das Experiment besitzt die hervorragenden Vorteile, keine Apparatur zu benötigen und keine Versuchsfehler zu haben. *Steinberg.*

Geophysikalische Berichte

W. Mörikofer. Die Forschungsstation auf dem Jungfraujoeh (3457 m). S.-A. XXXIX. Jahresber. d. Sonnblick-Ver. f. d. Jahr 1930. 8 S., 1931.

H. Ebert.

Franz Baur. Die Dispersion meteorologischer Häufigkeitsverteilung. Meteorol. ZS. 47, 381—389, 1930, Nr. 10. Baur zeigt, daß sich die Frage beantworten läßt, ob die Schwankungen der Häufigkeit irgendeiner meteorologischen Erscheinung zufälliger Art bei konstanter Wahrscheinlichkeit sind oder ob sie durch Änderung der grundlegenden Wahrscheinlichkeit hervorgerufen werden, nämlich wenn man die Streuung (mittlere Abweichung) der Häufigkeiten der betrachteten meteorologischen Erscheinung mit der Bernoullischen Verteilung der Häufigkeiten vergleicht. Baur findet so, daß der Anteil zufälliger, d. h. kleinster, nicht übersehbarer Einflüsse an dem Zustandekommen von Gewittern, Hagel und größeren Niederschlägen am größten ist, geringer am Zustandekommen von meßbaren Niederschlägen und Bewölkung und am kleinsten für das Auftreten von Temperatur- und Luftdruckänderungen. Es ist also am aussichtsreichsten, für die Vorhersage von Temperatur- und Luftdruckänderungen Gesetzmäßigkeiten zu finden.

Frankenberger.

J. Duclaux. Quelques essais sur l'utilisation directe du rayonnement solaire. Journ. de phys. et le Radium (7) 1, 157 S, 1930, Nr. 12. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 300.] Zur direkten Ausnutzung der Energie der Sonnenstrahlung wurden bisher Spiegel benutzt, deren Orientierung entsprechend dem dauernd wechselnden Sonnenstand ständig verändert werden mußten. Duclaux schlägt zur Vereinfachung vor, eine beuhte, rückseitig versilberte Fläche, welche sich in einem Vakuum befindet, den Sonnenstrahlen auszusetzen. Bei Versuchen wurden im Oktober 1908 Temperaturen der exponierten Fläche von 131° erreicht. Eine Schwierigkeit besteht darin, daß zur Erzielung von 1 PS eine Fläche von 10 m² exponiert werden muß.

Frankenberger.

A. Dauvillier. Sur l'utilisation directe du rayonnement solaire. Journ. de phys. et le Radium (7) 2, 11 S—12 S, 1931, Nr. 1. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 301.] Dauvillier schlägt vor, die Energie der Sonnenstrahlung auszunutzen, indem man die großen konkaven Schneeflächen der Hochgebirge als Reflektoren benutzt und die Heizrohre einer Dampfmaschine mittels Masten an die Stellen bringt, an denen die reflektierten Strahlen konzentriert werden. An Stelle der Dampfmaschine soll auch eine Rotationsmaschine, die nach dem Prinzip des Radiometers von Crookes konstruiert ist, treten können.

Frankenberger.

Hans Ertel. Über Turbulenzzirkulation in Strömungen inkompressibler Flüssigkeiten. Gerlands Beitr. 29, 339—343, 1931, Nr. 3/4. Die jeweils vorhandene Strömungsgeschwindigkeit \mathbf{v} läßt sich auffassen als Summe aus einer mittleren Geschwindigkeit $\bar{\mathbf{v}}$ und einer turbulenten Zusatzgeschwindigkeit \mathbf{v}' . Dann kann die substantielle Änderung der Turbulenzzirkulation bei Einführung des Tangenteneinheitsvektors \mathbf{s} dargestellt werden durch:

$$\frac{d}{dt} \oint \mathbf{v}'_s ds = - \oint \bar{R}_s ds + \oint \text{rot } \bar{\mathbf{v}} [\mathbf{s}, \mathbf{v}'] ds.$$

Das erste Glied gibt die Abhängigkeit von der mittleren virtuellen Reibung \bar{R} , während das zweite von der mittleren und von der Zusatzgeschwindigkeit abhängt. Besitzt die laminare Grundströmung ein Geschwindigkeitspotential, dann haben

wir nur Abhängigkeit von der mittleren virtuellen Reibung. Das zweite Glied verschwindet auch, wenn die Zirkulationskurve mit einer geschlossenen Stromlinie der turbulenten Zusatzströmung zusammenfällt, wie es bei Wirbelbildung hinter Brückenpfeilern vorkommt, weil dann $[s, v'] = 0$, oder wenn sie mit einer geschlossenen Wirbellinie der laminaren Grundströmung zusammenfällt, was bei Strömungen unter einer Eisdecke eintritt, wo es röhrenförmige Isotachenflächen gibt, weil hier $[rot \bar{v}, s] = 0$. Im letzten Falle kann die Änderung der Turbulenz-zirkulation überhaupt verschwinden. F. Steinhauser.

Sudhansu Kumar Banerji. An Analysis of the Base Line Values of autographic Instruments. Mem. India Meteorol. Dep. 25, 253—278. 1931, Nr. 7. In Anbetracht der Tatsache, daß langjährige Aufzeichnungen von selbstschreibenden Instrumenten wie Magnetographen, Barographen und dergleichen häufig benutzt werden, um kleine, regelmäßig auftretende Einflüsse, wie z. B. den des Mondes, festzustellen, ist es notwendig, darüber Klarheit zu schaffen, wie weit die Basislinie einen bestimmten Wert für längere Zeit beibehält. Der Verf. prüft diese Frage eingehend und gibt Wege für die Bestimmung des Basiswertes an. K. Keil.

M. Franssila. Der Einfluß der den Pendel umgebenden Luft auf die Schwingungszeit beim v. Sterneckschen Pendelapparat. Veröff. Finn. Geod. Inst. 1931, Nr. 15, 23 S. Wenn d die relative Luftdichte und μ der Koeffizient der inneren Reibung der Luft ist, so ergibt die Theorie eine Luftdichtekorrektur der Schwingungsdauer des Schwerependels von $\gamma_d = -(ad + b' \sqrt{\mu} \sqrt{d})$, wobei a und b' von der Form des Pendels abhängige Konstanten sind. Ist bei den Beobachtungen die Temperatur einigermaßen konstant, so genügt eine Korrektur $\gamma_d = -(ad + b \sqrt{d})$. Die Bestimmung der Konstanten a und b wird für zwei Sternecksche Halbsekundenpendel des Finnischen Geodätischen Instituts durchgeführt. Für das Invarpendel H_3 ist $a = 598,4 \pm 5,6$, $b = 111,6 \pm 7,4$, wenn die Schwingungsdauer in 10^{-7} sec angegeben wird. Für das Messingpendel F_3 ergab sich $a = 597,4 \pm 5,0$, $b = 87,1 \pm 6,7$. Die Formel für die Luftdichtekorrektur ist mit diesen Werten von a und b innerhalb der Fehlergrenze streng gültig. Außer einer Aufstellung der verschiedenen Theorien des Luftdichteinflusses enthält die Veröffentlichung eine eingehende Darstellung der Berechnung von a und b mit Zahlenangaben, die über das Verfahren und die Genauigkeit orientieren. K. Jung.

J. N. Hummel und H. Witte. Die gleichzeitige Übertragung verschiedener Signalzeichen mit einem Einfachsender und -empfänger. ZS. f. Geophys. 7, 175—182. 1931, Nr. 3/4. Es werden zwei Schaltungen angegeben, die es gestatten, zwei voneinander verschiedene und unabhängige Zeichengattungen, etwa ein Zeitzeichen und ein einmaliges Signalzeichen (Schuß, Sprengung) auf drahtlosem Wege zu übertragen und registrieren. Der eine Weg beruht in der Registrierung mittels Überlagerungsempfang. Senderseitig wird die Antenne eines unmoduliert schwingenden Senders durch zwei Relais getastet, deren eines durch eine Normaluhr periodisch wiederkehrend, deren zweites durch das einmalige Signalzeichen betätigt wird. Um die Unterbrechung zu charakterisieren, arbeiten beide Relais mit wesentlich verschiedener Rückschlagdauer. Die Zeichen lassen sich durch Schwebungsempfang mittels Kurvenschreiber, in denen Saitengalvanometer, Oszillographen, Glimmlampen usw. eingebaut sind, oder mittels akustischer Schreibapparate in Verbindung mit einer Filmtrommel registrieren. Der zweite Weg beruht auf einem Stromstoßempfang. Ist der Empfänger gegenüber der

Sendefrequenz verstimmt, so enthält der Empfänger bei Tastung des Senders einen Stromstoß, dessen Intensität um so größer ist, je genauer der Empfänger auf die ankommende Frequenz abgestimmt ist. Die Zeitmarke erscheint hierbei als zwei hintereinanderliegende Zacken, die bei kurzer Rückschlagdauer des Relais ineinander verschmelzen. Zur eindeutigen Markierung des Signals wird während der Auslösezeit des Signalrelais automatisch ein Unterbrecher betätigt, so daß das Signalzeichen durch mehrere kurz aufeinander folgende Zacken, während das Zeitzeichen durch zwei Zacken charakterisiert ist. Für Übertragungen auf große Entfernungen wird sorgfältig auf Eliminierung von atmosphärischen Störungen geachtet.

R. Bechmann.

A. Pfeiffer. Zur gleichmäßigen Temperaturkompensation von Aneroiden im ganzen Druckmeßbereich. ZS.f. Instrkde. 51, 307—311, 1931, Nr. 6. Im Anschluß an eine frühere kurze Mitteilung (siehe diese Ber. 11, 3, 1930) erläutert Verf. ausführlich ein einfaches Verfahren zur druckunabhängigen Temperaturkompensation von Aneroiden und die inzwischen durchgeführte mechanische Verwirklichung. Die für alle Punkte des Druckbereiches gleich wirksame Kompensation besteht darin, daß man einen Bimetallstreifen an einem der die Übertragung zum Zeiger bewirkenden Hebelarme so anbringt, daß seine wirksame Länge und damit der durch das Hebelarmverhältnis gegebene mechanische Übersetzungsfaktor des Hebelwerkes von der Temperatur abhängig werden. Dabei ist darauf zu achten, daß dieser Temperaturkoeffizient gleich dem negativen Temperaturkoeffizienten des Elastizitätskoeffizienten des Materials ist, aus dem das Aneroid bzw. seine Stützfeder besteht. Für die praktische Ausführung gibt es zwei Möglichkeiten, einmal das Anbringen eines Bimetallstreifens, der lediglich das Hebelverhältnis entsprechend der obigen Forderung der Temperaturkoeffizienten ändert, zum andern das Anbringen noch eines zweiten Bimetallstreifens über oder unter der Dose. Dadurch wird der Kompensationsdruck entsprechend verschoben. Diese Möglichkeiten sind an Aneroiden untersucht und haben sich bewährt.

H. Ebert.

Günther Falckenberg. Wechselstrompyrgeometer. Meteorol. ZS. 48, 144—146, 1931, Nr. 4. Das Ångströmsche Pyrgeometer ist für nicht zu feuchte Luft und bei geringen Schwankungen der Lufttemperatur ein durchaus brauchbares Instrument zur Messung der nächtlichen effektiven Ausstrahlung über die ganze Halbkugel. Bei anderen Wetterlagen treten jedoch häufig Schwierigkeiten auf, da z. B. sehr feuchte Luft durch Taubildung auf den blanken Streifen das Reflexionsvermögen dieser Streifen und dadurch die Apparatkonstante ändert. Ångström beseitigt bei neueren Apparaten diese Taubildung durch elektrische Heizung der blanken Streifen kurz vor der Messung. Rasche Temperaturschwankungen der Luft bedingen Temperaturdifferenzen innerhalb des Pyrgeometers dadurch, daß die dünnen Blättchen den Temperaturschwankungen schnell, die dicke Kapsel dagegen wegen ihrer großen Wärmekapazität nur langsam folgen. Als Registrierinstrument ist das Ångströmsche Pyrgeometer völlig ungeeignet, da ein einziger Schauer dies empfindliche Instrument zerstören würde. Um diese Nachteile zu beseitigen, konstruierte Verf. ein zur Registrierung geeignetes Wechselstrompyrgeometer, das durch Verwendung des Wechselstromes als Heizstrom nur noch aus den beiden in Serie geschalteten Thermobandelementen besteht. Das erste, der Strahlung ausgesetzte Element ist oben geschwärzt, unten leicht vergoldet; das zweite Element befindet sich im Strahlungsschutz eines beiderseits offenen dünnwandigen Rohres. Die Verwendung von Drosselspulen und Kondensatoren ergibt die Möglichkeit der Trennung des Thermolement-

gleichstromes vom Heizwechselstrom. Die Messung des durch eine Glühkathodenröhre erzeugten Wechselstromes erfolgt durch einen Hitzbandstrommesser oder durch ein Vakuum-Thermokreuzelement. Bei praktischen Versuchen mit diesem Instrument zeigte sich bei starkem Wind eine sehr starke Verminderung der Empfindlichkeit, die ebenso, wenn auch nicht in so hohem Maße, bei dem Ängströmschen Apparat dadurch bedingt wird, daß der Wind die durch Strahlung verursachte Abkühlung der Bändchen herabsetzt. Dieser Nachteil läßt sich leicht beseitigen durch Einbettung des ersten Thermoelements in eine dünnwandige Silberkapsel, welche bei starkem Wind den Temperaturschwankungen der Luft genügend schnell folgt. Zur Registrierung wird in den Heizstromkreis ein Hilfswiderstand geschaltet und die Stärke des Heizstromes durch eine gleichmäßig rotierende Brücke sinusförmig geändert. Heizstrom und Galvanometerausschlag der beiden Thermoelemente werden auf demselben Streifen registriert. Diese Registriervorrichtung läßt sich mit geringer Abweichung auch für andere Strahlungsmesser und auch für das Frigorimeter benutzen. Beim Frigorimeter kann aus den Registrierstreifen die Stärke des Heizstromes abgelesen werden, welche für eine bestimmte Übertemperatur erforderlich ist. *Geyger.*

E. Hasché. Über das Absorptionsvermögen von Ängströms Pyranometer sowie dessen Beziehung zum Pyrgeometer. Meteorol. ZS. 48, 217—221, 1931, Nr. 6. Zunächst wurde mit Hilfe von Nernstlampe und Leisschem Steinsalzmonochromator das Reflexionsvermögen der Pyranometerblättchen für Wellenlängen von 1 bis 6 μ untersucht. Es ergab sich, daß für technische Weißungen und Schwärzungen, die aus gewissen Stoffen bestehen, nicht ohne weiteres die bisher bekannten Strahlungseigenschaften dieser Stoffe als gültig angenommen werden dürfen. So ist nach Coblenz das Reflexionsvermögen des MgO bei 0,6 μ etwa fünfmal so groß wie bei 4,4 μ , das Reflexionsvermögen eines weißen Pyranometerblättchens jedoch bei 4,5 μ etwa fünfmal so groß wie bei 1 μ . Es schien daher notwendig, festzustellen, in welchem Verhältnis die Strahlung einzelner Wellenlängen bei pyranometrischen Messungen zur Wirkung kommt. Mit Hilfe des Monochromators und einer Thermosäule konnten folgende Wirkungsamkeitsverhältnisse (von Hasché „Absorptionsvermögen“ genannt) gefunden werden:

Wellenlänge (μ)	0,37	0,44	0,58	2,0	3,0
Pyranometer	0,07	0,47	0,50	0,46	0,27
Pyrgeometer	0,20	0,38	0,61	0,63	0,58

Es zeigt sich, daß bis zu einem gewissen Grade auch das Pyrgeometer (unter Glasschutz) zu Messungen der Himmelsstrahlung geeignet ist. *Lauscher-Wien.*

K. Jung. Ein Beispiel zur Entwicklung des Raumpotentials nach Kugelfunktionen. Gerlands Beitr. 29, 346—351, 1931, Nr. 3/4. Der Verf. leitet aus Helmersts Formeln für das Gravitationspotential außerhalb und innerhalb von massenerfüllten Kugeln die Kugelfunktionenentwicklung des Potentials für ein abgeplattetes Ellipsoid, wie es die Erde ist ($b \geq c$, $b < a < b\sqrt{2}$), ab. Im ganzen Außenraum eines Ellipsoids wird das Potential dargestellt durch

$$V = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{V_n(\vartheta, \lambda)}{e^{n+1}}$$

mit

$$V_n = 3 \pi M \frac{(-1)^{n/2}}{(n+1)(n+3)} P_n(\cos \vartheta) (ae)^n$$

für ungerades n und $V_n = 0$ für gerades n ($\kappa =$ Gravitationskonstante, $M =$ Masse, $\varrho =$ Abstand des Aufpunktes vom Mittelpunkt des Ellipsoids und $\vartheta =$ Komplement seiner geozentrischen Breite, $e = c/a = \sqrt{a^2 - b^2}/a$). Diese Reihenentwicklung stellt das Potential nur im Außenraum dar, obwohl sie für alle $\varrho > ae = c$, also auch noch für Teile des Innern des Ellipsoids konvergiert.

F. Steinhäuser.

H. Ertel. Eine neue Berechnung der Polfluchtkraft. *Naturwissensch.* 19, 596–597, 1931, Nr. 27. Wie in einer demnächst in Gerlands Beiträgen zur Geophysik erscheinenden ausführlicheren Darstellung gezeigt werden soll, ist die von P. S. Epstein gegebene Ableitung der Polfluchtkraft (*Naturwissensch.* 1921, S. 499–502) unvollständig. Statt

$$K_{\varphi} = \frac{3}{2} m \omega^2 \cdot \delta n \cdot \sin(2\varphi)$$

muß es heißen:

$$K_{\varphi} = 2 m \omega^2 \cdot \delta n \cdot \sin(2\varphi) \cdot \left(1 - \frac{3}{4} \frac{\varrho}{\varrho_m}\right),$$

wobei m die Masse der Kontinentscholle, ϱ ihre Dichte, ϱ_m die mittlere Dichte der Erde, ω die Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation, δn den Abstand von Auftriebs- und Schwerpunkt der Scholle und φ die geographische Breite bedeuten. Bei Ableitung der unvollständigen Formel ist für das Gravitationspotential die Laplacesche Gleichung $\Delta \Phi = 0$ angenommen worden, während im Innern der Scholle die Poissonsche Gleichung $\Delta \Phi = -4\pi k \varrho$ gültig ist. *K. Jung.*

F. Ackerl. Das Geoid. I. Vorbereitende Untersuchungen. *Gerlands Beitr.* 29, 273–335, 1931, Nr. 3/4. Unter Verwendung von 4341 verschiedenen Pendelmessungen, die nach der Preyschen Methode auf die Niveauläche in Meereshöhe für den Bezugort Wien reduziert wurden, zeichnet Ackerl eine Erdkarte mit den Linien gleicher Schwerkraft, eine Erdkarte mit den Linien gleicher scheinbarer Schwerkraftstörung, Spezialkarten der Linien gleicher Schwerkraft von Süditalien und Sizilien, Spanien und Portugal, Schweizer Alpen, Vorderindien, Japan, Malaiische Inseln und Spezialkarten der scheinbaren Schwerkraftstörung von Süditalien und Sizilien, Spanien und Portugal und Schweizer Alpen. Ackerl geht auch auf die Beziehung zwischen der Größe der scheinbaren Schwerkraftstörung und der Wirkung der Undulation des Geoids ein, die Hopfner gefunden hat, und vermag dabei zu zeigen, daß die Undulationen des Geoids recht beträchtlich sein können und Werte von 10^3 der Größenordnung nach erreichen. Damit ist der Beweis erbracht, daß das „hypothesenfreie Verfahren zur Bestimmung der Geoide“ von Hopfner erfolversprechend erscheint. Die scheinbaren Schwerkraftstörungen ($g - \gamma'$) sind für einige Gebiete der Erde mit folgenden Werten errechnet: Himalaja – 0,70, Mexiko – 0,50, Afrika – 0,40; Weltmeere südlich vom Äquator: Indischer Ozean + 0,30, Stiller Ozean + 0,50, Atlantischer Ozean + 0,40. Den positiven scheinbaren Schwerkraftstörungen sind Senkungen und den negativen Werten Hebungen des Geoids zugeordnet. Die Undulationen des Geoids ergeben sich aus der scheinbaren Schwerkraftstörung nach Ackerl durch Multiplikation mit 40. Die Karten der scheinbaren Schwerkraftstörung von Ackerl können daher in Karten der Undulationen der Erde verwandelt werden. Während die Undulationen in der Größenordnung von ± 1000 m nur an einigen Stellen der Erdoberfläche auftreten, sind die Undulationen in der Größenordnung $\pm 10^3$ auf der ganzen Erde überall zu finden. Da nach Hopfner die Beziehung zwischen der wahren und scheinbaren Schwerkraftstörung mit $g - \gamma = -\frac{2}{3}(g - \gamma')$ gegeben ist, können die Karten der

scheinbaren Schwerkraftstörung von Ackerl auch umgewandelt werden in Karten der wahren Verteilung der Schwerkraft auf der Erde, die allein den Massen-unregelmäßigkeiten ihre Entstehung verdankt und die Wirkung der Geoid-undulation eliminiert, wenn man die scheinbare Schwerkraftstörung mit dem Faktor $\frac{3}{4}$ multipliziert und ihr das entgegengesetzte Vorzeichen gibt. *H. Tollner.*

Robert Schwinner. Das Schwereprofil der Tauernbahn. Gerlands Beitr. 29, 352—416, 1931, Nr. 3/4. Schwinner knüpft seine Untersuchung an Schwere-messungen an, die längs der Tauernbahn und längs eines Parallelprofils Rauris —Sonnblick—Oberdrauburg in den Jahren 1910 bis 1912 von Oberst Andres auf Anregung der Wiener Akademie der Wissenschaften ausgeführt worden sind. Ausgehend von den Schwereanomalien, die sich nach Bougerscher Reduktion ($g'_0 - \gamma_0$, das ist gemessene, auf den Meeresspiegel reduzierte Schwere minus Normalschwere nach Helmert, 1901) ergeben, wird versucht, irgendeine Anord-nung von unterirdisch störenden Gesteinsmassen zu finden. Das Schwereprofil, das gefunden wurde, ist asymmetrisch und analog allen anderen aus den Alpen bekannten Profilen. Vom Gebiet der Drau mit -80 ist es auf -152 bis -155 auf der Linie Böckstein—Bodenhaus absteigend, dann ansteigend an der Salzach auf -120 und weiter ansteigend am Nordrand der Alpen auf -80 wie an der Drau. Bei Erklärung dieses Massendefektes bekennt sich Schwinner zur Hypo-these von Airy. Durch Rechnung und Überlegung gelangt schließlich Schwinner für die Alpen zu folgender Annahme: Ein Graben im Simal ist von Sial (Dichte-unterschied ist $2,8 - 3,1 = -0,3$) ausgefüllt. Dieser Graben besitzt, wie aus seismischen Gründen geschlossen werden kann, am Südrand eine Stufe von 30 auf 40 km und am Nordrand zwei Stufen, von 40 auf 35 km und von 35 auf 30 km. In Übereinstimmung damit stehen die Hauptdislokationen der Alpen: die Drau-und Salzachlinie und der Alpenrand. Negative Abweichungen von dieser Schwere-verteilung (also noch geringere Werte als erwartet) gehen auf lokale Störungen zurück, auf Gesteinsmassen, die geringere Dichte besitzen als die der Umgebung, wie z. B. der Tauerngranit (Granit minus Schiefer = $-0,15$) und Kalkphyllit (Kalkphyllit minus den anderen Schiefen = $-0,05$). Der Granit wird als eine Platte in den Hohen Tauern mit einer Breite von 20 km und einer Dicke von 5 km angenommen, die Kalkphyllitzone mit 10 km Breite und gleichfalls 5 km Dicke. Schwinner schätzt auf Grund der Anordnung der Massen und der Schwerkraft-anomalien den hydrostatischen Auftrieb jenes Teiles der Alpen, durch den das Schwereprofil gelegt worden ist. Gebiete, die morphologisch als Senkungszonen zu betrachten sind (Draugebiet, Kärntner Seen, Berchtesgaden), zeigen ein Über-wiegen der Last; in jungen Hebungsgeländen (Tauern und Gebiet bis zum Hoch-könig) ist ein Auftrieb nachzuweisen. Für Schwinner sind die Ergebnisse des Schwereprofils ein Beweis für die Tendenz zu vertikalen Krustenbewegungen in der Art der Pingentheorie K. Lehmanns. *H. Tollner.*

B. Numerov (B. Noumerov). Interprétation des observations gravi-métriques dans le cas d'une seule surface de contact. C. R. Leningrad 1930, S. 569—574, Nr. 21 (russisch).

B. Numerov (B. Noumerov). Sur la construction des isogrammes d'après les observations du variomètre gravitationnel. C. R. Leningrad 1930, S. 575—579, Nr. 21 (russisch). *Rosen.*

G. C. Simpson. Past Climates. Mem. and Proc. Manchester Soc. 74, 1—34, 1930, Nr. 1. Zur Ermittlung früherer klimatischer Verhältnisse auf der Erde

hält der Verf. zwei meteorologische Elemente besonders wichtig, die Temperatur und den Niederschlag, und bespricht sie daher hier an erster Stelle. Er betrachtet die Erde ohne Atmosphäre oder Wasser, so daß der Boden die ganze auftreffende Sonnenstrahlung absorbieren kann, aber auch mit Wolken, und veranschaulicht die dabei herrschenden Verhältnisse in Fig. 1, worin drei Kurven die mittleren Jahrestemperaturen bei den jeweilig obwaltenden Verhältnissen wiederspiegeln. Sie übermitteln aber auch zugleich ein Bild von den Beziehungen zwischen absoluten Temperaturwerten, Temperaturen in Celsiusgraden und ihren Schwankungen nach Breitengraden. Es ergeben sich dabei recht interessante Daten, so daß einer solaren Temperatur von 18°C am Äquator — 39°C an den Polen entsprechen, einer „effektiven Temperatur“ von 50°C am Äquator 70°C an den Polen. Über solare wie irdische Strahlung auf nördlichen und südlichen Breitengraden unterweisen verschiedene Kurven der Fig. 2, zeigen, daß die Strahlung auf allen Breitengraden praktisch dieselbe ist und nur ein geringer Unterschied zwischen der an den Polen und am Äquator besteht. Die Intensität des Wärmestromes nimmt auf beiden Hemisphären bis ungefähr 45° zu und nach den Polen zu ab, seine horizontale Übertragung ist eine Folge von Luft- und Meeresströmungen, die allgemeine Luftzirkulation eine solche des unterschiedlichen Druckes in den Breitengraden usw. Differenzen in der Strahlung ergeben Temperaturunterschiede und sie Luftbewegungen und schließlich die Lufttemperatur. Dem Problem nach der Frage früherer Klimate sucht Verf. durch Ermittlung von Änderungen in der irdischen Strahlung, der Auswirkung der Verteilung von Land und Wasser, des Wechsels in der solaren Strahlung, der letzten paläozoischen Vereisung, der pleistozänischen Eiszeit, wie der neuzeitlichen Veränderung in den Klimaten näher zu kommen. Er entwirft dazu in den Fig. 3 bis 8 interessante graphische Schaubilder, welche ihm die Unterlage für ebensolche Schlüsse abgeben hinsichtlich der Eiszeiten in der ganzen Welt (die vier Jahreszeiten fallen in Perioden hoher Temperatur, zwei sind die Nachfolger interglazialer Perioden, jede Eisperiode fällt mit einer Regenperiode in Regionen ohne Eisbildung zusammen).

Blaschke.

H. Borchert. Entgegnung auf die Richtigstellungen von Herrn R. Schwinner zu meiner Arbeit „Über die Bildung der ersten Erstarrungskruste der Erde“. Gerlands Beitr. 29, 336—338, 1931, Nr. 3/4. Auf den Einwand Schwinnners, eine Reihe wichtiger physikalisch-tektonischer Fragen nicht in den Rahmen der Betrachtung gezogen zu haben, antwortet Borchert, daß ihm das geophysikalische Problem, „der Versuch einer Ableitung des subkrustalen Materials, das als solches seit geologisch sehr früher Zeit existiert“, wesentlicher erschien. An Hand einer Überschlagsrechnung versucht Borchert zu beweisen, daß durchaus nicht eine schnelle Wärmeabgabe zur Bildung von Schlacken führen mußte, sondern daß die Zeiten zu einer recht langsamen Kristallisation ausgereicht haben. Zur Entgegnung Schwinnners, auf die Konvektionsbewegungen, ihre Intensität und Auswirkung nicht eingegangen zu sein, erklärt Borchert, diese Fragen an anderer, bisher noch nicht veröffentlichter Stelle auseinandergesetzt zu haben.

H. Tollner.

H. P. Berlage, jr. Seismometer, Auswertung der Diagramme.

A. Sieberg. Geologie der Erdbeben. Handbuch der Geophysik, herausgegeben von B. Gutenberg, Bd. 4, Lief. 2. Mit 255 Abb. 388 S. Berlin, Gebr. Borntraeger, 1930. Über die vorhergehende Lieferung des Handbuches vgl. diese Ber. S. 121. Die von Berlage behandelten Abschnitte umfassen 228 Seiten. Kapitel 8 gibt zunächst eine Übersicht über die verschiedenen Typen von Seismoskopen. Für die heutige Seismik allein bedeutungsvoll sind Seismometer, „die

die Bewegung ihres Aufstellungsortes während eines Bebens konform abbilden“. Verf. erwägt das Für und Gegen bei dem Versuch Oddones mit der manometrischen Kassette, die theoretisch die Differentialbewegung zweier 3 m auseinanderliegender Punkte des Erdbodens durch Niveauschwankungen im Manometerrohr anzeigen sollte, praktisch aber zu keinem Erfolg geführt hat. Alle anderen Seismographenkonstruktionen benutzen eine mit dem Aufstellungsort lose gekoppelte „stationäre Masse“ als Bezugspunkt. In Abbildungen veranschaulicht Berlage die einzelnen Stufen der Vervollkommnung dieses Typus: Ewingscher Seismograph, Aufzeichnungen desselben (unter Zerlegung der horizontalen Bewegung des Pendelgewichtes in zwei Komponenten), die mannigfach variierten Horizontalpendel, die Federseismographen, die invertierten und astasierten Pendel (Wiechert), die weitgehendste Verbreitung gefunden haben, die Torsionsseismographen (Anderson-Wood); ferner die Schraubenfeder-Vertikalseismographen und die Universalseismometer (de Quervain und Piccard). Kapitel 9: Konstruktive Einzelheiten, ist gewissermaßen ein Lehrbuch der instrumentellen Seismik. Die besonders bei Vertikalseismographen wichtigen Astasierungs- vorrichtungen werden besprochen, ein weiterer Paragraph zeigt uns Dämpfungs- vorrichtungen in verschiedener Gestalt und erläutert an Registrierungen ein und desselben Bebens durch ein ungedämpftes und ein gedämpftes Pendel den Wert der Dämpfung. Für Kapitel 10: Theorie der Seismographen, ist engstes Verflochtensein von praktischen Gesichtspunkten mit theoretischer Begriffs- klärung charakteristisch. Die Bedingungen der konformen Abbildung der Boden- bewegung durch den Apparat werden eingehend diskutiert, ferner die Bestimmung des dynamischen Vergrößerungsfaktors besonders in dem schwierigen Falle eines stoßartigen Einsatzes. Eine Nachprüfung der theoretischen Ergebnisse auf Ver- suchsplatten beschließt das Kapitel. „Beschreibung und Behandlung der Seismo- graphen“ (Kapitel 11) enthält Abbildungen von Apparaten, Wiedergaben von Seismogrammen, Konstruktionszeichnungen. Nicht weniger als 22 Horizontal- und 6 Vertikalseismographen sind bis in alle Einzelheiten in Wort und Bild be- schrieben. Anweisung für die Aufstellung und die Konstantenbestimmung der Instrumente sind nicht vergessen. Kapitel 12: Auswertung der Diagramme, befaßt sich mit der Berechnung der wahren Bodenbewegung am Beobachtungs- ort für die einzelnen Phasen des Bebens (*P*-Impetus, Azimut, scheinbarer Emergenzwinkel, Periodenanalyse usw.) und den dazu notwendigen Hilfs- mitteln. Die verschiedenen Methoden der Epizentralbestimmung werden besonders eingehend besprochen und eine nahezu vollständige Liste der seismischen Stationen in aller Welt angefügt. Im zweiten Teil des vorliegenden Bandes spricht A. Sieberg über sein persönliches Arbeitsgebiet: Die Abhängigkeit der Erdbeben- wirkungen wie der Fortpflanzung der Erdbebenwellen von den Gesteins- und Lagerungsverhältnissen des Untergrundes und die Entstehungsursachen der Erdbeben, vor allem Lage, Beschaffenheit, Betätigungsweise und Energiehaushalt derjenigen geologischen Störungsstellen in der Erdrinde, die Erdbebenherde bilden. Die Hilfsmittel dieses Zweiges der seismischen Forschung sind vorwiegend makroseismische Beobachtungen, ihre Sammlung und Bearbeitung wird aus- führlich beschrieben. In Kapitel 16: Gebäudeschäden und deren Verhütung, sind Fragen behandelt, die weit über den engen Kreis der Erdbebenwissenschaft hinaus allgemeine Bedeutung haben, worauf der Abschnitt: Über die Mög lichkeit der Verringerung von Erdbebenschäden noch besonders hinweist. Sehr wichtig ist auch Kapitel 20, das eine Systematik der tektonischen Beben gibt, die 90 % aller Beben ausmachen und zu denen ausnahmslos alle Groß- und Weltbeben gehören. Sieberg unterscheidet: Bruchbeben, Verwerfungsbeben, Faltungsbeben und einige besondere Formen von Dislokationsbeben und bespricht die dazu-

gehörigen tektonischen Vorgänge. Alsdann werden die selteneren Formen der Einbruchs- und Ausbruchsbeben behandelt. Die Seebeben und ihre Wirkungen auf die Meeresoberfläche bilden das Schlußkapitel.

R. Köhler.

F. J. W. Whipple. Deep Focus Earthquakes. *Nature* **127**, 782, 1931, Nr. 3212. In „*Nature*“ vom 28. März 1931, S. 486 berichtet F. J. Scrase über ein am 20. Februar 1931 stattgefundenes Erdbeben, das eine abnormale Herdtiefe hatte. Der Verf. teilt in dem vorliegenden Bericht mit, daß das Epizentrum dieses Bebens auf 44° nördlicher Breite und 135° östlicher Länge (etwa 300 km von Wladiwostok) zu suchen ist. Die Zeitdifferenz zwischen dem Einsatz der *P*- und *S*-Wellen ist bei allen Stationen, deren Aufzeichnungen daraufhin untersucht wurden, auffallend gering. Die Laufzeit der Wellen für 150° Epizentraldistanz (La Paz), die durch den inneren Kern der Erde gelaufen sind, ist eine Minute kleiner als bei gewöhnlichen Beben. Alle diese Beobachtungen sprechen für eine abnorme Herdtiefe.

W. Schneider.

A. Lacroix. Nouvelles observations sur les tectites de l'Indochine. Discussion de leur origine. *C. R.* **192**, 1685—1689, 1931, Nr. 26. Verf. verweist zunächst auf seine früheren Mitteilungen auf diesem Gebiet in *C. R.* **188**, 117 und 234, 1929 und in *C. R.* **191**, 893, 1930, um dann auf die Fundorte seiner Meteorite (die Insel Tan Haï und das Plateau du Lang Biang) hinsichtlich ihrer geographischen Lage näher einzugehen. Er beschreibt hierauf die am meisten vorkommenden typischen Formen der Tectite (Tränen oder Birnen), gibt eine Hypothese ihrer Entstehung bzw. Bildung, äußert sich hinsichtlich des Alters ihres Bruches, fügt Einzelheiten in bezug der Entdeckung der Tectite (wann und wie sie zuerst aufgefunden wurden) und dergleichen Bemerkungen hinzu.

Blaschke.

William C. Reynolds. The Electrical Layers of the Atmosphere. *Nature* **127**, 704, 1931, Nr. 3210. Verf. betont, daß vier verschiedene Erscheinungen auf die Einteilung der Erdatmosphäre in zwei horizontale Schichten hinweisen sollen: 1. elektrostatisch: die negative Zone über der positiven; 2. optisch: Dämmerungserscheinungen; 3. thermisch: Troposphäre und Stratosphäre; 4. die aus den Ballonmessungen der Höhenstrahlung von Kolhörster (1913/14) folgende Einteilung in a) Übergangsschicht Erdatmosphäre—Weltenraum, in welcher die Höhenstrahlung nur schwach die Luft ionisiert und b) Zone erreichter Sättigung durch Sekundärstrahlen. Die Grenze zwischen beiden Zonen liegt nach Kolhörster in Mitteleuropa im Sommer zwischen 6 und 7 km über Meeresniveau. Verf. versucht die unter 1. bezeichnete Erscheinung durch 4. zu erklären, allerdings nur rein qualitativ, indem er annimmt, daß die negativen Ionen durch Diffusion höher als die schwereren positiven steigen. Schließlich wird die Vermutung ausgesprochen, daß die Ozonbildung in der Atmosphäre hauptsächlich in der Zone maximaler Absorbierbarkeit der Höhenstrahlung stattfindet, zumal die Ozonkonzentration in der Nähe von Berggipfeln größer als im Meeresniveau ist.

L. Tuwim.

Hantaro Nagaoka. Propagation of Wireless Waves. *Scient. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. Tokyo* **15**, 169—188, 1931, Nr. 297. Die Bahnen von elektrischen Wellen in der Atmosphäre und ihre Zurückwerfung durch Schichten erhöhter elektrischer Leitfähigkeit werden diskutiert, wobei das Fermatsche Prinzip des schnellsten Weges angewendet wird. Der Zusammenhang zwischen der Elektronendichte und ihrem Gradienten mit der Ablenkung von Wellen der verschiedenen Längen wird diskutiert, sowie deren Abhängigkeit von Tages- und Jahreszeit, Sonnenfinsternis, Sonnenflecken und Meteorschwärmen. Zur Ent-

stehung der Schichten durch ultraviolette Sonnenstrahlung wird eine Erklärung erwogen für das Auftreten mehrerer solcher Schichten. Sie knüpft an an die verschiedene Höhe der Ionisationsspannungen der atmosphärischen Gase und deren verschiedenartige Höhenverteilung. So liegt die eine ionisierte Schicht da, wo die Helium noch ionisierende Strahlung auf dieses trifft; zur Ionisation des tiefer liegenden Heliums mag dann die Energie nicht mehr ausreichen; ein neues Ionisationsmaximum tritt dann auf, wo die anderen, leichter ionisierbaren Gase sich in größerer Menge finden, bis die noch weiter dringende Strahlung auch zu deren Ionisation nicht mehr taugt.

H. E. Kallmann.

Eitaro Yokoyama and Tomozo Nakai. Effects of sun spots and terrestrial magnetism on long-distance reception of low-frequency waves. Proc. Inst. Radio Eng. 19, 882—890, 1931, Nr. 5. Die Feldstärke von zwölf Sendern mit Wellenlängen zwischen 10000 und 22000 m wurde beobachtet und Zusammenhänge mit der Zahl der Sonnenflecken gesucht. Einfache tägliche Proportionalität fand sich nicht. Jedoch wurde die Periodizität der Sonnenrotation von 27 Tagen und die Hälfte von dieser im Verlauf der Empfangsfeldstärken deutlich wiedergefunden, meist mit Phasenverschiebungen von 90 bis 180° gegen die Zahl der Sonnenflecken. Bei einigen Stationen ist das Monatsmittel der Feldstärke dem der Sonnenflecken im Sommer direkt proportional, bei anderen im Winter umgekehrt proportional, bei anderen gar kein deutlicher Zusammenhang. Auch die Zusammenhänge zwischen Empfangsfeldstärke und erdmagnetischen Störungen sind nicht einfach. Meist hat die Feldstärke ihr Maximum 2 bis 4 Tage vor und ihr Minimum 2 bis 4 Tage nach der magnetischen Störung.

H. E. Kallmann.

G. J. Elias. Reflection of electromagnetic waves at ionized media with variable conductivity and dielectric constant. Proc. Inst. Radio Eng. 19, 891—907, 1931, Nr. 5. Aus der ultravioletten und der Korpuskularstrahlung der Sonne werden die elektrischen Eigenschaften der hohen Atmosphärenschichten berechnet. Hieran knüpfen Berechnungen, wo und wie stark elektrische Wellen reflektiert werden müßten; die Ergebnisse entsprechen den Beobachtungen. Die Wirkung von Wasserstoff in den betrachteten Schichten neben dem Stickstoff wird studiert. Die Zeiten für die Echos reflektierter Wellen werden berechnet; sie sind viel kürzer als die der „Weltraumechos“.

H. E. Kallmann.

G. Goubau und J. Zenneck. Messung von Echos bei der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in der Atmosphäre. ZS. f. Hochfrequenz-techn. 37, 207—218, 1931, Nr. 6. Die Verf. verwenden die Methode von Breit und Tuve, bei der von einem Sender kurze Wellengruppen ausgesendet und im Empfänger die ankommenden Zeichen registriert werden. Die Sendeanordnung besteht aus einem Steuersender mit anschließendem neutralisierten Hochfrequenzverstärker. Die Gitter der letzten Hochfrequenzstufe sind so vorgespannt, daß im Ruhezustand kein Anoden- und Antennenstrom fließt. Im Gitterkreis liegt außerdem eine Eisendrossel, die von einer 500 Perioden-Maschine gespeist wird und damit 500 mal pro Sekunde Zeichen von je 10^{-4} sec Dauer zur Ausstrahlung gelangen läßt. In der Empfangsanordnung ergeben die Zeichen an einer Braunschen Röhre eine Ablenkung des Brennfleckes in vertikaler Richtung. Außerdem wirkt auf diesen Fleck ein magnetisches Drehfeld, das mit dem 500 Perioden-Generator des Senders synchron läuft. Man erhält so auf dem Schirm der Röhre ein stehendes Bild, nämlich eine Kreislinie, die an der Zeitstelle eines Signals durch eine Spitze unterbrochen wird. Die Meßmethode gestattet eine Genauigkeit von $\pm 1,7$ km für die Wegdifferenz zwischen Boden- und Raumwelle und von

± 1 km für die wirksame Höhe. Als Sender dienten der Rundfunksender in München und der Sender Herzogstand, beide bei 530 m Wellenlänge. Empfangen wurde in verschiedenen Senderabständen in einer Anzahl von oberbayerischen Orten. Die Beobachtungen wurden zumeist zur Nachtzeit zwischen September 1929 und Juli 1930 ausgeführt. Es ergaben sich im wesentlichen folgende Resultate: Die weitaus größte Zahl der Reflexionen erfolgte in einer wirksamen Höhe zwischen 98 und 89 km. Die Reflexion an dieser Schicht fehlt nie, auch wenn sich außerdem noch Reflexionen aus höheren Schichten ergeben. An dieser Schicht findet häufig eine mehrfache Reflexion statt. Der Betrag der gemessenen wirksamen Höhe ist unabhängig vom Abstand Sender—Empfänger. Zwischen 0.00 und 2.00 Uhr fand eine merkliche Änderung in der Schichthöhe nicht statt. Nach dieser Zeit traten Reflexionshöhen von weit über 100 km auf. Der Polarisationszustand der aus der Atmosphäre zurückkommenden Wellen ändert sich dauernd, die Verff. führen das auf Änderungen des magnetischen Erdfeldes zurück. Die Intensität und Häufigkeit der Echos schwankte ebenfalls sehr stark. Eine Reflexion an Gebirgen (Alpen) konnte in keinem Falle eindeutig nachgewiesen werden. Eine Änderung der Höhe der wirksamen Schicht mit fortschreitender Jahreszeit wurde nicht beobachtet. Längere Zeit vor Sonnenuntergang waren Echos nicht festzustellen, kurze Zeit zuvor setzten sie schwach ein, um dann zur Zeit des Untergangs sehr stark aufzutreten. Bei Sonnenaufgang wurden die Echos immer schwächer und verschwanden meist etwa 1 Stunde danach, ohne daß sich in der Höhe der Schicht etwas Wesentliches änderte. Dagegen traten während der Nacht meist langsame Höhenänderungen auf, zuweilen jedoch auch sehr schnell verlaufende Schwankungen. Ein Zusammenhang mit den magnetischen Störungen konnte nicht eindeutig festgestellt werden. Hinsichtlich der mehrfachen Echos zeigen die Verff., daß es sich wahrscheinlich um mehrfache Reflexionen an derselben Schicht in etwa 100 km Höhe handelt, eine Schicht in 200 km also nicht vorhanden ist. Aus den Doppelechos schließen die Verff., daß der elektronenhaltige Teil der Atmosphäre keine horizontale Schichtung besitzt, sondern eine gekrümmte reflektierende Schicht. *Blechschmidt.*

E. V. Appleton and G. Builder. A Simple Method of Investigating Wireless Echoes of Short Delay. *Nature* **127**, 970, 1931, Nr. 3217. Beschreibung einer einfachen Methode zur Untersuchung kurzer drahtloser Echos. Es werden auf eine Hochfrequenzschwingung kurze Impulse aufmoduliert; ein in kurzem Abstand aufgestellter Empfänger nimmt zuerst das direkt längs des Erdbodens ankommende Zeichen auf, dann das über die obere Atmosphäre kommende, aus der Zeitdifferenz folgt die Höhe der reflektierenden Schicht. Zur Erzeugung der Impulse wird hier kein besonderer Generator benötigt, sondern der Hochfrequenzsender erzeugt sie selbst, indem man seinen Gitterableitwiderstand extrem hoch macht, wodurch periodische Gitterentladungen auftreten; durch geeignete Dimensionierung des Gitterkreises können Impulsdauer und Abstand zweier Impulse nach Wunsch eingestellt werden. Gearbeitet wurde auf einer 80 m-Welle, mit Impulsen von etwa 0,0003 und 0,02 sec Zwischenzeit; der Abstand Sender—Empfänger betrug 3 Meilen. Zur Aufzeichnung der empfangenen Zeichen wurde ein Kathoden-, später ein hochabgestimmter Schleifenoszillograph (Duddell-type) verwendet. Die mitgeteilten Oszillogramme zeigen das Vorhandensein zweier reflektierender Schichten in verschiedenen Höhen, von denen je nach der Tageszeit die Wirksamkeit der einen oder anderen überwiegt. *Baerwald.*

Ekkehard Schmid. Der Gehalt der Freiluft an Radiumemanation und deren vertikale Verteilung in der Nähe des Erdbodens. (Nach

Beobachtungen in St. Peter bei Graz im Jahre 1930.) Wiener Ber. 140 [2a], 27—48, 1931, Nr. 1/2. Mit Hilfe des Kokosnußkohleverfahrens wurden am Antennenmast des Senders St. Peter in der Umgebung von Graz der Gehalt der Freiluft in drei verschiedenen Höhen, in 2, 13 und 50 m über dem Erdboden ausgeführt. Die erhaltenen Mittelwerte gliedern sich den theoretischen Überlegungen W. Schmidts über die Abnahme des Ra-Emanationsgehalts der Freiluft bei zunehmender Höhe über dem Erdboden gut an. Die Abhängigkeit der Rn-Konzentration und des Konzentrationsgefälles von verschiedenen meteorologischen Faktoren wurde im allgemeinen in Übereinstimmung mit den Angaben anderer Autoren gefunden. Bezüglich der Einzelheiten muß auf die Arbeit verwiesen werden.

K. W. F. Kohlrausch.

Ekkehard Schmid. Der Gehalt der Freiluft an Radium-Emanation und deren vertikale Verteilung in der Nähe des Erdbodens. (Nach Beobachtungen in St. Peter bei Graz im Jahre 1930.) Meteorol. ZS. 48, 180—186, 1931, Nr. 5. Es ergaben sich im Mittel für 2 m über Erdboden $101 \cdot 10^{-18}$ Curie/cm³ (Maximum $216 \cdot 10^{-18}$, Minimum $34 \cdot 10^{-18}$), für 13 m über Erdboden $79 \cdot 10^{-18}$ (Maximum $142 \cdot 10^{-18}$, Minimum $15 \cdot 10^{-18}$), für 50 m über Erdboden $44 \cdot 10^{-18}$ (Maximum $132 \cdot 10^{-18}$, Minimum $14 \cdot 10^{-18}$). Der Radiumemanationsgehalt der Freiluft in Bodennähe wächst mit höherem Luftdruck, steigender Temperatur, steigender relativer Feuchtigkeit und fällt mit zunehmender Bewölkung. Auf einen jährlichen Gang des Gehalts der Freiluft an RaEm wird geschlossen. Im Januar und Februar tritt ein Absinken von RaEm ein, das Jahresminimum liegt im März. Dann folgt ein ziemlich steiler Anstieg, der für Freiluft in 2 m über Boden im Juli sein Maximum erreicht; im August dürfte dann bereits wieder ein Absinken eintreten, welches dann bis zum Jahresminimum abklingt. Das Jahresminimum stellt sich somit im Vorfrühling zur Zeit größter Bodendurchnässung ein; das Maximum erscheint im Juli, welcher Monat das jährliche Temperaturmaximum und Bewölkungsminimum aufweist, in welchem auch der Boden vorwiegend trocken ist. Die Maxima in 13 bzw. 50 m Höhe eilen dem bodennahen Maximum um einen bzw. zwei Monate voraus, was durch Verteilung der Windstärke zu erklären versucht wird.

L. Tuwim.

D. Müller-Hillebrand. Die Einwirkung unmittelbarer Blitzentladungen auf Hochspannungsnetze und ihre Bekämpfung. Elektrot. ZS. 52, 722—727, 758—763, 1931, Nr. 23 u. 24. Der Verf. gibt über diese Mitteilung selbst folgende Übersicht: „Die Vorgänge des Blitzschlages in eine auf Holz- und auf Eisenmasten verlegte Leitung werden beschrieben und die Schutzwirkung des Erdseiles gegenüber rückwärtigen Mastüberschlägen näher erläutert. Für die Gefahrenzonen von Hochspannungsstationen — bei denen Blitzentladungen in die Leitung zu Störungen in den Stationen führen — werden Zahlenangaben gemacht. Die Maßnahmen zum Schutze der Stationen — Abgleichen der Isolation von Freileitung und Station und Isolationsausgleich — werden an Hand von Zahlenbeispielen behandelt.“

F. Seidl.

Eduard Gottfried Steinke. Die Intensitätsänderungen der kosmischen Ultrastrahlung im Meeresniveau. Schr. Königsberger Gel. Ges., Naturwiss. Kl. 7, 113—161, 1930, Nr. 3. Verf. gibt eine Zusammenstellung seiner schon früher veröffentlichten Untersuchungen über Intensitätsschwankungen der Höhenstrahlung im Meeresniveau. Im Anhang ist zum ersten Male das gesamte Registriermaterial des Verf. vom Jahre 1929 veröffentlicht.

L. Tuwim.

H. Geiger. Ultra-Penetrating Rays. *Nature* **127**, 785—787, 1931, Nr. 3212. Verf. gibt in einer Rede vor der Royal Society einen Überblick über die letzten Untersuchungen der Höhenstrahlung. Diese Untersuchungen werden vom Verf. in drei Gruppen eingeteilt: 1. Absorptionsmessungen, 2. Koinzidenzmessungen, 3. Messungen der Übergangseffekte in der Nähe der Grenzen von Medien verschiedener Ordnungszahl. Absorptionsmessungen von Regener, Koinzidenzmessungen von Bothe und Kolhörster werden ausführlich besprochen. Die Schwierigkeiten der Deutung der von Hoffmann, Steinke, Myssowsky und Tuwim gefundenen Übergangseffekte werden diskutiert. Verf. kommt zum Schluß: „nur bei Annahme einer materiellen Natur der primären Höhenstrahlen (z. B. Protonen, α -Teilchen sehr hoher Energie) scheint es möglich zu sein, die Sekundärstrahlen der Höhenstrahlung zu interpretieren. Die Sekundärstrahlung entspricht δ -Strahlen“.

L. Tuwim.

Le Roy D. Weld. The Results of a Least-Square Adjustment of Cosmic-Ray Observations. *Phys. Rev.* (2) **37**, 1368—1369, 1931, Nr. 10. Der Artikel ist nur eine sehr kurze vorläufige Mitteilung, ohne irgendwelche Zahlenangaben. Verf. kommt zum Schluß, daß man die Theorie von Millikan und Cameron über die Entstehung von Elementen im interstellaren Raum, welche diese Forscher auf Grund ihrer Absorptionskurve der Höhenstrahlung aufgestellt haben, mit ernstem Vorbehalt betrachten soll.

L. Tuwim.

B. Rossi. Ricerche sull'azione del campo magnetico terrestre sopra i corpuscoli della radiazione penetrante. *Lincei Rend.* (6) **13**, 47—52, 1931, Nr. 1.

Bruno Rossi. Ricerche sulla radiazione penetrante. *Cim.* (N. S.) **8**, Rivista S. C—CI, 1931, Nr. 5. Zur Untersuchung der azimutalen Richtungsverteilung der Höhenstrahlelektronen führte Verf. Koinzidenzversuche mit zwei Zählrohren aus, welche so gelagert waren, daß nur die eine Hälfte der Azimute zu Koinzidenzen Veranlassung geben konnte. Der Unterschied zwischen den systematischen Koinzidenzen aus dem Osten und denen aus dem Westen lag vollständig innerhalb der statistischen Schwankungen. Es ergab sich danach bis auf $\pm 2\%$ Unabhängigkeit der Anzahl der Höhenstrahlelektronen vom Azimut. Auf Grund von Berechnungen nach der Störmerschen Theorie, welche ergeben, daß in Florenz, 44° magnetische Breite, Elektronen außerterrestrischer Herkunft mit einer Energie kleiner als $4 \cdot 10^9$ Volt nur vom Osten der Ebene des magnetischen Meridians zur Erdoberfläche gelangen können, folgert Verf., daß entweder die Höhenstrahlelektronen außerterrestrischer Herkunft mit Energien bedeutend größer als 10^{10} Volt sind oder aber die Energie der Höhenstrahlelektronen nicht sehr groß ist, aber sie atmosphärischen Ursprungs (sekundär erzeugt durch primäre Quantenstrahlung sind). Auf die Möglichkeit, daß die Höhenstrahlungsteilchen z. B. Protonen sind, wird hingewiesen.

L. Tuwim.

Kerr Grant. Observations of the Penetrating Radiation in the Antarctic. *Nature* **127**, 924, 1931, Nr. 3216. Während der Antarktischen Expedition des Discovery (November 1930 bis März 1931) wurden Registrierungen der Stöße in einem mit 4 cm Blei gepanzerten Zählrohr ausgeführt. Insgesamt wurden 28350 Stöße in 4502 Minuten beobachtet. Daraus ergaben sich im Mittel 6,3 Stöße pro Minute, während im Laboratorium der Universität von Adelaide mit demselben Zählrohr aus einer vierstündigen Meßreihe der innerhalb des statistischen Fehlers übereinstimmende Wert 6,1 Stöße pro Minute erhalten wurde. Die Messungen auf der Expedition wurden während 34 Tagen an Bord des Schiffes ausgeführt

und erstreckten sich von 43 bis 68° südlicher Breite. Innerhalb bestenfalls $\pm 10\%$ wurde keine merkliche Abhängigkeit von der magnetischen Breite gefunden. Die vom Verf. angegebenen Zahlen haben leider nur relative Bedeutung, weil keine Angaben über die Dimensionen, Lage und Reststrahlung des Zählrohrs vorliegen. *L. Tuwim.*

W. Kolhörster. Der Absorptionskoeffizient der Höhenstrahlung zwischen 2000 und 9000 m Höhe über dem Meer. *Naturwissensch.* **19**, 574—575, 1931, Nr. 26. Die Neuberechnung der Kolhörsterschen Ballonmessungen 1913 und 1914 brachte folgendes Ergebnis. Der nach dem $\phi(\mu H)$ -Gesetz von Kilometer zu Kilometer berechnete Massenabsorptionskoeffizient $(\mu/\rho)_{\text{H}_2\text{O}}$ nimmt von 9 bis 6 km mit abnehmender Höhe zu (von $3,2 \cdot 10^{-3}$ bis $6,3 \cdot 10^{-3}$), unter 6 km aber ab (von $6,3 \cdot 10^{-3}$ in 6,5 km bis $4,4 \cdot 10^{-3}$ in 2,5 km), erreicht also ein Maximum ($6,3 \cdot 10^{-3}$) bei etwa 6500 m über dem Meeresspiegel oder 4,23 m Wasseräquivalent unter Atmosphärendruck. Falls es sich um eine primäre Wellenstrahlung handelt, sollte dieser Gang von 9 bis 6 km die allmähliche Sättigung mit Sekundärstrahlen darstellen. Dann würde der Absorptionskoeffizient der weichsten Höhenstrahlungskomponente zumindest gleich $6,3 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ sein und die Breite der Sättigungsdicke in der Atmosphäre für dieselbe Komponente würde 4,2 m Wasseräquivalent betragen. Falls diese weiche Komponente eine primäre Korpuskularstrahlung ist, soll es nach Verf. den Eindruck machen, als würde sie in ähnlicher Weise wie β -Strahlen radioaktiver Substanzen absorbiert. *L. Tuwim.*

B. N. Banerji. *Meteorology of the Persian Gulf and Mekran.* India Meteorol. Dep. 65 S., 9 Taf., 1931. Als erste Zusammenstellung über die bis dahin wenig untersuchten meteorologischen Verhältnisse der genannten Gebiete gibt der Verf. unter besonderer Berücksichtigung der Luftfahrt klimatologische Daten der Wetterelemente und des Höhenwindes in Tafeln und Karten. *K. Keil.*

M. V. Narayanan and M. P. Manna. Heights of Base of Clouds in India as determined from Pilot-Balloon Ascents. *Scient. Notes India Meteorol. Dep.* **3**, 77—82, 1931, Nr. 25. Verff. geben eine Zusammenstellung der Resultate von Wolkenhöhenbestimmungen an sieben indischen Beobachtungsstellen aus der Zeit von 1920 bis 1930. *K. Keil.*

Nicolaus Kurmangalin. Zur Frage der Messung von Niederschlägen. *Meteorol. ZS.* **48**, 222—227, 1931, Nr. 6. Es wird ein neuer Regenmesser beschrieben, vorher aber auf die Fehlerquellen und mancherlei Schutzmaßnahmen der Regenmesser gegen Einwirkung des Windes beim Auffangen der Niederschläge hingewiesen, ebenso auf die Abhandlung von S. L. Bastanow und W. J. Witkewitsch über „Aerodynamische Spektren der Regenmesser“. Beide Autoren befestigten am Nipherschutze eines gewöhnlichen Regenmessers eine horizontale dichte Scheibe, die den Luftstrom in zwei Teile teilen soll, einen unteren, der nach unten schlägt, und einen oberen, der über den Regenmesser dahinfließt. Sie schufen also einen vervollkommenen Nipherschutz, und die Modellprüfungen in der aerodynamischen Röhre ergaben über dem Regenmesser vom Winde umflossen ein ebenes Feld fließender Luft, ohne jeglichen Wirbel und schädliche Luftdecke. Bei Messungen mit ihrem Regenmesser und dem mit einem Nipherschutze verzeichnete dieser bis 14% weniger Niederschläge als jener, und zwar weist der verbesserte Regenmesser größeren Überschuß im Winter, geringeren im Sommer auf, verzeichnet also mehr feste als flüssige Niederschläge; ferner ergibt

er im Sommer bei starkem Winde mehr Niederschläge als der mit normalem Nipher-schutztrichter versehene Regenschirm, weniger aber bei Schneegestöber und starkem Winde.

Blaschke.

H. v. Ficker. Warum steigt der Föhn in die Täler herab? Meteorol. ZS. 48, 227—229, 1931, Nr. 6. Verf. äußert sich zur Ansicht von R. Streiff-Becker über die von Billweiler sen. entwickelte Theorie hinsichtlich der Föhn-entstehung. Becker lehnt sie ab und vertritt die modifizierte ältere Theorie von Wild, welche der Verf. bekämpft. Er verweist auf die Resultate der systematisch zur Erforschung des Föhns in Innsbruck durchgeführten Ballonaufstiege, die keinerlei Bildung kräftiger Luftwirbel in Lee der Kämme ergaben und nicht die Ursache der absteigenden Strömung sein können, auch nichts zur Bildung der „Föhnmauer“ beitragen. Verf. berichtet ferner von den Ergebnissen von Ballon-fahrten oberhalb Münchens, die zusammen mit Registrierungen und Beobachtungen an Bergstationen ähnliche Verhältnisse zeigten. Das reiche Registriermaterial aus einem großen Gebiet wie zahlreiche Ballonbeobachtungen ergeben immer, daß die Südströmung nicht durch Leewirbelbildung, sondern infolge Abfließens der kalten Luft aus den Tälern zum abfließenden Föhn umgewandelt wird. *Blaschke.*

H. Koschmieder. Leewirbel und Föhn. Meteorol. ZS. 48, 229—230, 1931, Nr. 6. Verf. verweist auf Wegeners Frage in seiner „Thermodynamik der Atmosphäre“: was denn die Luft bei Föhn veranlaßt, längs der Leeseite des Berges dicht über dem Abhange herabzustreichen und nicht einen Wirbel mit horizontaler Achse zu bilden. Hierauf bemerkt der Verf.: bei Südföhn ist südlich der Alpen mit einem Hochdruckkeil, nördlich mit einem Tiefdruckausläufer zu rechnen, d. h. quer zu den Alpen mit einem starken Druckgefälle von Süden nach Norden. Damit wird ein Energieverlust durch Reibung in der Grenzschicht ausgeglichen und es braucht keine Stromumkehr und Wirbelbildung einzutreten. Man beobachtet daher während der Föhntage große Luftdruckgradienten in den Alpen (bis über 7 mm Hg/111 km) und muß bei Föhn an Steilhängen eines scharfen Grates mit Wirbeln rechnen; prüfen ließen sich die obwaltenden Verhältnisse mittels ausgewogenen Pilotballons. *Blaschke.*

Osc. V. Johansson. Der mittlere Verlauf der Lufttemperatur in der Winternacht. Comm. Phys.-Math. Soc. Scient. Fenn. 5, Nr. 20, 26 S., 1931. Verf. beginnt mit früheren Untersuchungen des nächtlichen Temperaturganges, so mit den Arbeiten von Lambert, Weilenmann, Schmidt, Exner und Defant. Er geht dann zu seinen Untersuchungen über, welche sich hauptsächlich auf die Verhältnisse in Europa beziehen und Mittel von wenigstens 10 Jahren berücksichtigen, und zwar von 42 Stationen, 9 Gipfel- und 6 Talstationen. Sie sind im Stationsverzeichnis der Tabelle 1 zu finden. In Tabelle 2 sind die mittlern Änderungen der Temperatur im Winter für europäische Stationsgruppen (Hauptgruppen für Nord-, Zentral-, West-, Ost- und Südeuropa; Untergruppen die mehr maritimen Stationen der betreffenden Gebiete Europas), in Tabelle 3 die Gipfel, extreme und außereuropäische Orte behandelt. Verf. verweist auf die Versuche mehrerer Forscher, sekundäre Extreme im Temperaturgang, besonders im Winter, als regelmäßige Erscheinungen nachzuweisen, die aber entsprechend seinen genügend sicheren Mittelwerten als regelmäßige periodische Nachtmaxima der Temperatur nicht vorliegen. Nun geht er zur Betrachtung der Quotienten der stündlichen Temperaturänderungen über, stellt in dieser Hinsicht Tabellen zusammen, um daraus seine Schlüsse zu ziehen, u. a. die Größe der Wärmedämmung in den Morgenstunden abzuschätzen (meist etwa 0 bis 4 Uhr).

Nach Erörterung der Abhängigkeit der Morgendämmerung von verschiedenen Momenten (wie Entfernung vom Sonnenaufgang, der totalen Tagesamplitude, der Kontinentalität bzw. der Beschattung des Horizontes usw.) bespricht Verf. die Annahme einer der Morgendämmerung entsprechenden Wärmedämmerung abends nach Sonnenuntergang, die bei gleicher Sonnendepression ebenso stark wie morgens sein dürfte. Darauf stellt Verf. Vergleiche an zwischen den Änderungen der Bewölkung und der Temperatur, zeigt die Änderungen der Temperatur in Paris in heiteren und trüben Nächten und kommt zu dem Ergebnis, daß der nächtliche Temperaturgang eine viel zu komplizierte Erscheinung ist, als daß er sich durch eine einzige Formel ausdrücken ließe. Der von verschiedenen Forschern abgeleitete „Strahlungs- oder Erwärmungskoeffizient“ dürfte nach Mitternacht ungefähr Null werden und die lineare Temperaturabnahme mit dem Gleichgewicht zwischen Erkaltungs- und Erwärmungsfaktoren in Beziehung stehen. *Blaschke.*

Sir Gilbert Walker. Recent work by S. Mal on the forms of stratified clouds. Roy. Met. Soc., May 20, 1931; Nature **127**, 877, 1931, Nr. 3214. Verf. erörtert mögliche Formen und Ursachen bei Aufbrechen von Stratuswolken unter Berücksichtigung ihrer Instabilität usw. *Blaschke.*

C. K. M. Douglas. A problem of the general circulation. Roy. Met. Soc., May 20, 1931.; Nature **127**, 877, 1931, Nr. 3214. Nach den vorliegenden Angaben herrscht keine bemerkenswerte Strömung von Polarluft in der unteren Troposphäre gegen die subtropische Antizyklone, es verbleibt als fundamentales Problem die Beziehung der Einzelzyklone zur allgemeinen Zirkulation, und dieses Problem konnte bisher noch nicht gelöst werden. *Blaschke.*

G. S. P. Heywood. Wind structure near the ground, and its relation to temperature gradient. Roy. Met. Soc., May 20, 1931; Nature **127**, 877, 1931, Nr. 3214. Zur Bestimmung der Windgeschwindigkeit dienten zwei Anemometer in verschiedenen Höhen. Die Beobachtungen ergaben die Abhängigkeit des Windgradienten vom Temperaturgradienten und die Beziehung zwischen der Differenz in der Windgeschwindigkeit und derjenigen in der Temperatur für dasselbe Höhenintervall (außer für verschiedene Windstärken). *Blaschke.*

R. P. Batty. On the Utility of Observations of Barometric Characteristics and Tendencies for Local Forecasting in North-West India. Scient. Not. India Meteorol. Dept. **3**, 63—76, 1931, Nr. 24. Wie weit sich barometrische Charakteristika und Tendenzen für lokale Vorhersagen nutzbar machen lassen, sucht Verf. in obiger Arbeit darzutun, und zwar an Hand von Barogrammen von Quetta für die Zeit von Juli 1928 bis Juni 1929. Die aus ihnen entnommenen Luftdrucke wurden hinsichtlich ihrer Tendenzen nach einer internationalen Skale geordnet; es wurden die Frequenzen in Prozenten ausgedrückt und damit im dementsprechenden Zusammenhang das vorherrschende Wetter während der Jahre 1928/29 in den einzelnen Monaten ermittelt (dasselbe geschah später auch für die Jahre Juli 1929 bis Juni 1930). Nach den so erhaltenen Resultaten lassen sich die barometrischen Charakteristika und Tendenzen sehr wohl für Vorhersagen verwenden, doch reichen Beobachtungen an einem Observatorium dazu nicht aus. Es empfiehlt sich, in den Tabellen den Luftdruck, die Abweichung desselben vom normalen, seine Änderung innerhalb 24 Stunden, das Charakteristikum der barometrischen Tendenz sowie deren Größe anzugeben. *Blaschke.*

D. Chalonge et E. Dubois. Sur la répartition de l'ozone dans l'atmosphère. Journ. de phys. et le Radium (7) **2**, 84 S—86 S, 1931, Nr. 5 [Bull. Soc.

Frang. de Phys. Nr. 308]. Verff. erwähnen zwei meßbare Arten des atmosphärischen Ozons: spektrographisch nachweisbar durch Absorption der ultraroten Strahlung der Gestirne oder chemisch wirkend durch seine oxydierenden Eigenschaften. Der Vergleich der Resultate aus diesen beiden Prozessen verweist auf das Vorkommen größerer Mengen des Ozons in der hohen Atmosphäre; damit wird aber eine Bestimmung der Verteilung des Ozons sehr erschwert und so sucht man es auf Grund folgender Hypothese abzuschätzen. Die ganze Ozonmenge befindet sich konzentriert in einer höheren Schicht der Atmosphäre von verhältnismäßig geringer Stärke, in der Ozonschicht. Zu dieser Annahme entwickeln Verff. die nötigen Formeln und verweisen auf die Arbeiten von Cabannes und Dufay, sowie auf noch nicht veröffentlichte von Dobson und Götze, welche mit ihnen zum Schluß kommen, daß sich auch in verhältnismäßig niedrigen Höhen bemerkenswerte Ozonmengen befinden. Die Meinung von Cabannes und Dufay ist aber dahin zu modifizieren, daß das atmosphärische Ozon mit seinem Schwerezentrum nicht weit von 50 km Höhe in einer dichten Schicht anzutreffen ist, sich aber auch in unteren Schichten der Stratosphäre findet, wo bereits nennenswerte Diffusion erfolgt. *Blaschke.*

L. H. G. Dines. Potential Temperature and Entropy at the Base of the Stratosphere over the British Isles. *Nature* **127**, 815—816, 1931, Nr. 3213. Verf. äußert sich zur Frage: welche Beziehungen bestehen zwischen der potentiellen Lufttemperatur an der Grenzschicht zwischen Tropo- und Stratosphäre und einigen anderen Veränderlichen der unteren Luftschichten. Ist die Entropie trockener Luft proportional dem Logarithmus ihrer potentiellen Temperatur, so lassen sich bei entsprechenden wechselseitigen Koeffizienten ohne weiteres die Ausdrücke Entropie und potentielle Temperatur gebrauchen. Die Wirkung der Strahlung kann unberücksichtigt bleiben und dürfte keine Veränderung der Entropie in den oberen Luftschichten zur Folge haben; die Stratosphäre ist relativ warm. Verf. berechnet an Hand von Beobachtungen aus den Jahren 1922 bis 1929 den Luftdruck in 9 km Höhe zu 307 mb, als Höhe für die Troposphäre 11,0 km, die Temperatur an der Troposphäre zu 215° abs., den Luftdruck an derselben zu 228 mb, die potentielle Temperatur daselbst zu 329° abs. *Blaschke.*

Rudolf Geiger. Temperaturstruktur und Mikroklima. *Meteorol. ZS.* **47**, 425—430, 1930, Nr. 11. Geiger untersucht mit einer thermo-elektrischen Apparatur geringer Tragheit die Lufttemperatur und ihre Schwankungen in den bodennahen Schichten. Das dabei erhaltene Bild der Temperaturverteilung ähnelt sehr dem von W. Schmidt erhaltenem Bild der Windstruktur, jedoch sind dort, wo örtlich und zeitlich die Windruhe groß ist, die Temperaturunterschiede gering, und dort, wo geringer Austausch herrscht, treten große Temperaturunterschiede auf. Bei intensiver Sonnenbestrahlung und schwachem Wind findet sich am Boden eine gleichbleibende Schicht mit hoher Temperatur, die in dem unteren Meter exponentiell mit der Höhe abnimmt. Daraus, daß die warme Luft sich nicht fortwährend vom Boden ablöst, schließt Geiger, daß der Reibungsaustausch wesentlich größere Bedeutung besitzt, als der thermisch bedingte Austausch. Bei intensiver Sonnenstrahlung und stärkerem Wind wurde eine nahezu ausgeglichene Lufttemperatur gefunden. Nach einem Studium der Temperaturverhältnisse an einer Hauswand untersucht Geiger noch den Temperaturzustand in einem Eichenforst. Es zeigte sich, daß in der Höhe der Eichenkronen (23 m), in denen fast die gesamte Sonnenstrahlung absorbiert wird, eine im Maximum um 9° höhere Temperatur herrscht als am Waldboden. Hier sind die Schwankungen der Temperatur sehr groß, weil reger Luftaustausch vorhanden ist. Unter

der Höhe von 19 m bis zum Boden waren die Temperaturen wenig verschieden und die Temperaturunruhe war gering. Geiger rät zuletzt, in Sonderaufgaben der Mikroklimatologie nach den Gesichtspunkten der dynamischen Klimatologie Miniaturluftmassen, Fronten und Mischungszonen aufzusuchen und zu sehen, wie sich diese bei verschiedenen Wetterlagen verhalten. Er erwartet davon fruchtbarere Ergebnisse als nur von Mittelwerten der meteorologischen Elemente in den bodennahen Luftschichten. *Frankenberger.*

H. Rühle. Eine Bemerkung zu der Berechnung der Troposphärenhöhe nach F. M. Exner. Meteorol. ZS. 48, 235—236, 1931, Nr. 6. Die Exnersche Formel für die Troposphärenhöhe (Dynamische Meteorol., 2. Aufl. 1925, S. 276—279) gibt keine befriedigende Lösung, da sich bei Temperaturwerten größer als 19,1° imaginäre Werte ergeben. Die Unstimmigkeit liegt darin, daß in den Ansatz gar nicht die Bedingung der linearen Temperaturabnahme mit der Höhe eingeht. Verf. gibt daher eine bessere Gleichung an. *H. Ebert.*

Paul Götz. Ozon der Atmosphäre — ein Grenzgebiet. Forsch. u. Fortschr. 7, 282—283, 1931, Nr. 20. *H. Ebert.*

S. Chapman. The absorption and dissociative or ionizing effect of monochromatic radiation in an atmosphere on a rotating earth. Proc. Phys. Soc. 43, 26—45, 1931, Nr. 1 (Nr. 236). S. Chapman berechnet, wie die Dichte von Dissoziations- bzw. Ionisationsprodukten von der Zeit, von der geographischen Breite und von der Höhe über dem Boden abhängt, wenn ein monochromatischer Lichtstrahl von der Sonne in die Erdatmosphäre eindringt, in ihr absorbiert wird und dabei dissoziierend bzw. ionisierend wirkt. Er nimmt dabei exponentielle Abnahme der Luftdichte mit der Höhe und konstanten Wiedervereinigungskoeffizienten der Absorptionsprodukte an und setzt voraus, daß keine Diffusion wirke. Das Ergebnis der Rechnung wird in zahlreichen Figuren gezeigt. *Frankenberger.*

H. Helm Clayton. The Atmosphere and the Sun. Smithsonian Misc. Coll. 82, Nr. 7, 49 S., 1930. Clayton macht folgende Feststellungen: Die durch mehrere Beobachter gleichzeitig und an verschiedenen Orten übereinstimmend festgestellten Änderungen der Strahlungsintensität der Sonne sind nicht durch Beobachtungsfehler vorgetäuscht, sondern real. Bei Steigerung der Sonnentätigkeit nimmt der Luftdruck am Äquator und an den Polen ab und steigt in mittleren Breiten. Bei Verringerung der Sonnentätigkeit steigt der Luftdruck an den Polen und sinkt in mittleren Breiten. Parallel gehend mit den Perioden der Sonnenaktivität wandern Luftdruckwellen von den Polen zum Äquator. Die Dauer der Periode der Sonnenaktivität ist die Zeit, welche die Luftdruckwellen zu ihrem Weg von den Polen zum Äquator brauchen. Beträgt z. B. die Periode der Sonnenaktivität 27 Monate, so schreitet eine Druckfallwelle von NW nach SE wandernd in 27 Monaten vom Nordpol zum Äquator vor. Die harmonische Analyse der Luftdruckschwankungen zeigt, daß in den Tropen die Grundperiode der Sonnentätigkeit, und nahe den Polen ihre Oberschwingungen den meisten Einfluß auf den Luftdruck haben. Auf Grund geglückter Prognosen auf längere Zeit, welche auf den genannten Feststellungen basierten, glaubt Clayton, daß sich später die Luftdruckänderungen ebenso wie jetzt die Gezeiten mit einer Maschine werden vorhersagen lassen. *Frankenberger.*

H. H. Clayton. Atmosphärische und solare Veränderungen. Meteorol. ZS. 47, 393—401, 1930, Nr. 10. Siehe vorstehendes Referat. *Frankenberger.*

G. Falckenberg. Muldenfrost und Frostflächen in Waldlichtungen. Meteorol. ZS. 48, 22–25, 1931, Nr. 1. G. Falckenberg zeigt durch Messungen der Himmelsstrahlung in Abhängigkeit von der Zenitdistanz, daß in klaren Nächten Mulden und Waldlichtungen tiefere Temperaturen annehmen müssen als die umgebende Ebene, wenn die Hänge der Mulden oder die dichten Bäume der Lichtungsränder die starke Himmelsstrahlung großer Zenitdistanz abschirmen. Für einen klaren Wintermorgen wurde aus den Messungsergebnissen berechnet, daß die Gleichgewichtstemperatur einer Mulde mit 45° Hangneigung 3°C unter der Gleichgewichtstemperatur der Ebene lag. Haben die abschirmenden Bäume oder Hecken durch Ventilation des Windes höhere Temperaturen als ohne Wind, so können sie die abgeschirmte Himmelsstrahlung durch noch größere Eigenstrahlung ersetzen, wodurch die Frostschutzwirkung dünner Hecken erklärt wird.

Frankenberger.

Alan Fletcher. Note on Astronomical Refraction. Month. Not. 91, 559–562, 1931, Nr. 5. Das Refraktionsintegral wird mit Hilfe der Laplaceschen Hypothese

$$v' = C \left(1 + \frac{f\mu}{l} \right) e^{-u/l}$$

ausgeführt und gibt

$$R = \frac{C}{\sqrt{2l}} \sin \zeta \left[fT + 2 \left(1 - \frac{1}{2}f - fT^2 \right) \psi(T) \right],$$

wobei $T = \cos \zeta / \sqrt{2l}$ und $\psi(T)$ durch Radaus Tabellen bestimmt ist. Die Größen C , l , f werden in v_0 , H_0 und $G_0 = r_0(-d\mu/dr)_0/v_0$ ausgedrückt. Die Ergebnisse der Formel werden mit den Werten aus Radaus Tabellen verglichen, sie sind brauchbar für $\zeta < 85^\circ$. Der spezielle Fall $f = 0$ ist angegeben. Sättlele.

Friedrich Lauscher. Zur Berechnung des Trübungs-faktors. Meteorol. ZS. 48, 212–217, 1931, Nr. 6. Die von Feussner und Dubois neu berechneten Sonnenstrahlungsintensitäten in absolut reiner und wasserdampffreier Luft werden für die verschiedenen Sonnenhöhen und Luftdrucke tabellarisch festgelegt. Auf Grund dieser Tabelle wird eine einfache Berechnungsart des Linkeschen Trübungs-faktors aus gemessener Strahlungsintensität bei gegebener Sonnenhöhe und gegebenem Luftdruck erläutert. Die nach den älteren Angaben berechneten Trübungs-faktoren sind mit etwa 1,27 zu multiplizieren. Es wird gezeigt, daß der spezielle Trübungs-faktor begrenzter Schichten innerhalb der Atmosphäre ein annähernd proportionales Maß für die Zunahme der Sonnenstrahlungsintensität mit der Höhe ist und auf Grund von Messungen der Sonnenstrahlungsintensität im Januar 1931 auf der Kanzelhöhe (Kärnten, 1474 m) und in kürzester Distanz hiervon im Tal in Annenheim (525 m) ein von der Sonnenhöhe weitgehend unabhängiger spezieller Trübungs-faktor vom Betrag 10,5 abgeleitet. Dieser gilt für die winterliche Talluft des Kärntner Beckens.

Lauscher-Wien.

Konrad Büttner. Die Berechnung der atmosphärischen Trübung aus Aktinometermessungen der Sonnenstrahlung. Meteorol. ZS. 48, 161–172, 1931, Nr. 5. Die aus verschiedenen Spektralmessungen bekannten Durchlässigkeitseigenschaften der reinen und getrübten Atmosphäre werden besprochen. Über den Trübungs-faktor, insbesondere in seiner neuen Gestalt nach Feussner, Dubois, Ångström wird referiert. Zwei mehr empirische Trübungs-maße von Gorczyński und Lindholm werden kritisiert. Auf Grund eigener Arbeiten wird Stellung genommen zur Wellenlängenabhängigkeit der Dunsttrübung. Es wird versucht, die Trübungs-größen von Linke und Ångström kritisch gegen-

einander abzuwägen. Der derzeitige Stand der Beobachtung mit Lichtfiltern vor Aktinometern wird dargelegt und eine Beschreibung der Meßtechnik gegeben.

L. Tuwim.

W. Mörikofer. Über Fehlerquellen bei Strahlungsmessungen mit dem Ängström-Pyrheliometer. Meteorol. ZS. 48, 188—190, 1931, Nr. 5. Es wurde experimentell gefunden, daß eine Fälschung der abgelesenen Heizstromstärke von 1 bis 2 % eintreten kann, wenn bei Strahlungsmessungen mit dem Ängströmpyrheliometer das Galvanometer und Milliampereometer zu nahe nebeneinander stehen. Dieser Fehler soll dadurch entstehen, daß das vom Magneten des Galvanometers erzeugte Streufeld die Einstellung des Milliampereometers in unübersichtlicher Weise beeinflusst.

L. Tuwim.

Chr. Jensen. Zur atmosphärischen Staubtrübung im Mai und Juni 1919. Strahlentherapie 39, 685—716, 1931, Nr. 4. In sehr eingehender Weise wird die im Mai und Juni 1919 beobachtete, ihrer Ursache nach ungeklärte atmosphärische Trübung, die in Süd- und Norddeutschland, nicht aber in Norwegen beobachtet wurde, an Hand der Sonnenscheinregistrierungen der einzelnen Stationen erörtert und gezeigt, wie bei genügender Kritik vor allem über den Trübungsbeginn wertvolle Aussagen aus Sonnenscheinregistrierungen gewonnen werden können. Über die Höhenlage der Trübungsschicht läßt sich, wie ebenfalls an der Mai/Junistrübung gezeigt wird, aus dem Arago- und Babinetabstand Aufschluß gewinnen, da der Aragosche Punkt besonders stark durch relativ tiefliegende Trübungsschichten, der Babinetsche Punkt mehr durch Vorgänge in größerer Höhe beeinflusst wird. Die fragliche Störung schwebte daher in relativ niedriger Höhe. Wegen der Einzelheiten muß auf das Original verwiesen werden.

Risse.

N. N. Kalitin. Einfluß der Bewölkung auf die Helligkeit der Erdoberfläche durch diffuses Licht der Atmosphäre. Strahlentherapie 39, 717—728, 1931, Nr. 4. Mit Hilfe einer registrierenden Kaliumzelle, deren spektrale Empfindlichkeit durch geeignete Filterung (mattes Milchglas und schwaches Lichtfilter) möglichst der des Auges genähert wurde, und eines gleichzeitig registrierenden Pyranometers, das die gesamte diffuse Himmelsstrahlung erfaßt, wurde in den Jahren 1925 bis 1929 die diffuse Helligkeit registriert. Das Material wurde nach zehn Bewölkungsgruppen bzw. in vier größere Bewölkungsarten für vier verschiedene Sonnenhöhen unterteilt und ferner die Helligkeit mit und ohne Schneedecke unterschieden (Helligkeitswerte in Luxtausend). Steigende Sonnenhöhe und Schneedecke steigern bei wolkenlosem Himmel natürlich die Helligkeit stark, die Schneedecke relativ stärker bei niedrigem Sonnenstand (28 %, bei 7°, 11 % bei 45°). Bei Bewölkung steigern die hohen und mittleren Formen die Helligkeit gegenüber wolkenlosem Himmel bisweilen bedeutend. Niedrige Formen beeinflussen sie wenig oder vermindern sie sogar. Auf die Helligkeitswirkung der einzelnen Wolkenformen haben auch Sonnenhöhe und Wolkenquantität großen Einfluß, die Schneedecke vor allem bei niedriger Bewölkung.

Risse.

Albert Peppler. Die Sonnen- und Himmelsstrahlung in der badischen Rheinebene. Strahlentherapie 39, 729—734, 1931, Nr. 4. Mit Hilfe eines Ängströmschen Pyranometers wurde 1927 und 1928 die Gesamtstrahlung (Sonnen- + Himmelsstrahlung, $\lambda < 3 \mu$) registriert und, unter Abschätzung der Bewölkung bzw. Sonnenscheindauer, als normale Jahressumme für Karlsruhe rund 95 cal pro horizontale Flächeneinheit angenommen. Das Maximum der Gesamtstrahlung (525 cal/cm² mittlerer Tagessumme) fällt nicht mit dem höchsten Sonnenstand (Juni) zusammen, sondern in den Juli. Der Juni blieb sogar 1927

hinter dem Mai zurück (Wirkung des Sommermonsuns). Das Strahlungsminimum lag in den Monaten November bis Januar (52 bis 64 cal/cm^2 mittlerer Tagessummen), so daß sich — mit den Übergangszeiten Februar/April (243 cal/cm^2), August/Oktober (192 cal/cm^2) — eine zwanglose Verteilung des Jahres ergibt. Bei Messungen der photochemischen Tageshelligkeit mit dem Eder-Hechtschen Graukeilphotometer (blauviolett zwischen 366 und $420 \text{ m}\mu$) ergab sich in den Jahren 1923 bis 1925 der gleiche Gang. Ein Vergleich der Gesamtstrahlungswerte von Dezember und Juli mit denen anderer Orte zeigt, daß im Hochgebirge (Davos, Zugspitze) die Gesamtstrahlung dieser Monate sich wie $1 : 4,5$ bzw. $5,2$, in Stockholm wie $1 : 21,6$ (strahlungsarmer Winter!) und in Karlsruhe wie $1 : 10,2$ verhält. Die diffuse Himmelsstrahlung bei wolkenlosem Himmel beträgt auf der Zugspitze 10% , im Rheintal dagegen (130 m) 33% der Gesamtstrahlung. Die Strahlungsarmut der Ebenen ist daher, obwohl die direkte Sonnenstrahlung rund 54% geringer ist, nicht so groß, als nach den Messungen des direkten Sonnenlichtes anzunehmen wäre; der Unterschied in der Gesamtstrahlung beträgt nur etwa 15% . Die Mittagsintensität der diffusen Himmelsstrahlung hat ihr Maximum (mit $0,36 \text{ cal}$) im Mai bis Juli, ihr Minimum im März (besonders trübungsfreie Atmosphäre). Im Dezember und Januar sind Himmels- und Sonnenstrahlung nahezu gleich groß. Risse.

C. G. Abbot. Über Temperaturen in Washington und kurzperiodische Veränderungen in der Intensität der Sonnenstrahlung. Strahlentherapie **39**, 735—746, 1931, Nr. 4. Es werden die Schwankungen der Solarkonstanten ($0,45$ bis $1,9\%$ innerhalb 4 bis 6 Tagen), wie sie in Montezuma (Chile) vom 1. Januar 1924 bis 30. April 1930 beobachtet wurden (98 Fälle für steigende, 91 für fallende Beobachtungsreihen nach Ausscheidung der unbefriedigend belegten Beobachtungen), mit dem Durchschnitt der täglichen Temperaturschwankungen in Washington (Daten des Wetterbureaus der Vereinigten Staaten) verglichen, wobei die jeweilige Temperatur am Tage des Maximums bzw. Minimums der Solarkonstanten als Nullpunkt gesetzt wurde. Es zeigt sich, daß im Einklang mit einer 1925 von Clayton publizierten Beobachtungsreihe etwa 4 Tage nach einem Extremum der Solarkonstanten Temperaturveränderungen bis zu 5° Fahrenheit auftreten und zwar in einigen Monaten gleichsinnige, in anderen ungleichsinnige. Es wird die Vermutung ausgesprochen, daß dieser Wechsel in der Beeinflussung der Temperaturen auf der Eigenart der atmosphärischen Zirkulationen beruht, in denen Washington liegt, und es wird darauf hingewiesen, daß die gefundene Abhängigkeit der Temperatur im Norden Amerikas von den im Süden aufgenommenen Schwankungen der Solarkonstanten ein Beweis für die Realität des solaren Ursprungs dieser Konstanten ist. Als Ursache dieser Schwankungen sieht Verf. die beobachtbaren Sonnenveränderungen (Fackeln) und die Verschiedenheit der jeweils der Erde zugewendeten Teile der Sonnenoberfläche an. Die Temperatureinflüsse der solaren Schwankungen kommen erst mittelbar durch Änderung der vorherrschenden Windrichtung zustande. Risse.

H. Buisson. Die Lichtdurchlässigkeit der unteren Luftschichten. Strahlentherapie **39**, 747—753, 1931, Nr. 4. Im Zusammenhang mit einem kurzen Bericht über die einschlägigen Untersuchungen wird eine eigene Untersuchungsreihe eingehender behandelt, die in einer ziemlich trockenen, fast nebellosen und staubfreien Gegend der Provence in 300 m Höhe bei einer Entfernung von 600 und 2500 m von der Lichtquelle, einer Quarz-Hg-Lampe, angestellt wurde. In zwei identischen Quarzspektrographen (Cornu-Quarz-Prisma und Quarzfluoritachromat von 30 mm Durchmesser und 30 cm Brennweite), die in den beiden

Entfernungen aufgestellt sind, wird je die Hälfte ein und derselben Platte in der Weise auf gleiche Schwärzung exponiert, daß das in den ersten Spektrographen einfallende Licht durch planparallele, platinierter (Kathodenzerstäubung) Quarzscheiben verschieden geschwächt werden kann. Die gewonnenen Absorptionswerte zeigen, daß die Absorption der unteren atmosphärischen Schichten von 0,03 bei 578,0 $m\mu$ auf 0,07 bei 292,5 $m\mu$ langsam, dann rascher, aber ohne Maximum bis 0,83 bei 240,0 $m\mu$ ansteigt, während die O_3 -Absorption von 0,04 bei 334,1 $m\mu$ zu einem Maximum von 4,72 bei 253,6 ansteigt, um dann wieder auf 3,72 bei 2400 abzufallen. Die O_3 -Menge, die bei 253,6 $m\mu$ dieselbe Absorption hervorriefe, wie 1 km Luft der unteren Schichten, betrüge etwa $3 \cdot 10^{-8}$, was größenordnungsmäßig den chemischen O_3 -Bestimmungen entspricht. Abendnebel schwächt den untersuchten Bereich gleichmäßig. Als absorbierende Gase der unteren Schichten kommen in Frage: O_3 , O_2 und vielleicht auch NH_3 . *Risse.*

C. Kassner. Prüfer der Zentrierung von Sonnenschein-Autographenkugeln. Strahlentherapie 39, 803—804, 1931, Nr. 4. An Stelle der bisher verwendeten Prüfeinrichtung, die, als eine Art Taster ausgebildet, den Zwischenraum zwischen Glaskugel und äußerer Kugelschale nur an einzelnen Stellen zu messen gestattete, wird jetzt von der Herstellerfirma eine massive Metallkugel von der genauen Größe der Glaskugeln benutzt, in die die Tasteinrichtung eingesetzt ist, und die nun, an die Stelle der Glaskugel gebracht, an jeder Stelle der Kugelschale den Abstand zu messen gestattet. *Risse.*

Geo. J. Gibbs. Records of Actinic Value of Daylight. Nature 128, 35, 1931, Nr. 3218. Die wirksame Strahlung des Tageshimmels wird registriert durch Streifen lichtempfindlichen Papiers, die auf einer Trommel hinter einem Spalt vorbeitrotzen, durch den das Licht des Himmels einfällt; der Apparat ist so justiert, daß die Spaltöffnung mit Licht von einer Fläche von 45° im Quadrat erfüllt wird, deren Zentrum 45° über dem Nordpunkt des Horizonts liegt. Es zeigen sich plötzliche Veränderungen in der wirksamen Strahlung des diffusen Tageslichtes. Die Beobachtungen werden mit drei Instrumenten über viele Monate fortgesetzt. *Ritschl.*

D. Eroepkin (D. Eroepkine). Sur le problème de l'étude du spectre solaire à des hauteurs différentes au-dessus de l'horizon. C. R. Leningrad 1930, S. 681—682, Nr. 25 (russisch). *Rosen.*

R. Scherhag. Der Einfluß der meteorologischen Elemente auf die Gewitterbildung. Meteorol. ZS. 48, 201—207, 1931, Nr. 6. Auf Grund der 25jährigen Beobachtungen des Observatoriums zu Potsdam von 1893 bis 1917 wurden die Beziehungen zwischen dem Luftdruck, der Temperatur und dem Dampfdruck zu den Gewittern ermittelt. Es wurde die Gewitterwahrscheinlichkeit als Funktion dieser drei Faktoren berechnet. Dabei ergab sich, daß die Gewitterneigung mit fallendem Luftdruck, steigender Temperatur und wachsendem Dampfdruck zunimmt. Die Fortpflanzung eines Gewitters hängt sehr von der Stabilität der Schichtung ab, die in ihrer regionalen Verteilung als Funktion von Temperatur und Taupunkt dargestellt werden kann, wobei der Einfluß der Feuchte überwiegt. Die meisten Gewitter ziehen aus dem Westen herauf und sind an den Einbruch kühlerer Luftmassen gebunden. Die Ostgewitterperioden halten länger an. *F. Seidl.*

Napier Shaw. Potential Temperature and the Stratosphere. *Nature* 127, 971—972, 1931, Nr. 3217. Verf. verweist auf eine Mitteilung von H. G. Dines in *Nature* vom Mai 1930 über hohe Korrelationskoeffizienten zwischen Messungen gewisser meteorologischer Elemente an der Troposphäre und dem Luftdruck in 9 km Höhe, wobei er den dort geschilderten Annahmen, Entwicklungen und Darstellungen nicht ganz beizustimmen vermag. Erörterungen anknüpft und seine Anschauungen dartut. Er verweist darauf, daß sich in den letzten 50 Jahren ein großer Umschwung in der Anschauung der Vorgänge und Zustände in der oberen Atmosphäre vorbereitet hat, rechnet man doch mit automatisch auf- und niedersteigenden Luftströmungen und demzufolge Luftdruckgradienten und Windgeschwindigkeiten in der freien Atmosphäre, die an der Erdoberfläche undenkbar sind. Er versteht unter dem Druckgradienten potentielle Energie (welche zur Erzeugung rascher Luftströmungen bzw. von Winden nötig ist) bzw. eine Deformation einer isobarischen Oberfläche von der Horizontalen (zwecks Verschiebung von Luftmassen) u. a. m. Man ist zu Schlüssen gelangt hinsichtlich der Annahme eines automatischen Gleichgewichtes zwischen Windgeschwindigkeit und Gradient unter dem Einfluß der Erdrotation sowie der Reibung an der Erdoberfläche usw.

Blaschke.

The principles and practice of geophysical prospecting being the report of the Imperial Geophysical Experimental Survey edited by **A. B. Broughton Edge** and **T. H. Laby**. XIII u. 372 S., 261 Fig. u. Tafeln. Cambridge, University Press, 1931. Unter finanzieller Mithilfe des British Empire Marketing Board und der australischen Regierung wurden in verschiedenen Gegenden Australiens Vermessungen unter Anwendung verschiedener geophysikalischer Aufschlußmethoden vorgenommen, um die Brauchbarkeit der einzelnen Methoden und ihre gegenseitige Ergänzungsfähigkeit an praktischen Beispielen zu untersuchen. In leicht verständlicher Weise werden die Grundlagen der geophysikalischen Aufschlußverfahren auseinandergesetzt, die Messungsergebnisse und die aus ihnen abgeleiteten Folgerungen angegeben. Der Praktiker findet vielfach nützliche Winke und Anregungen. Hervorzuheben ist die reichhaltige Ausstattung mit übersichtlichen, zum Teil auch neuartigen Figuren, die ausführliche Wiedergabe der Beobachtungsergebnisse und ihres Zusammenhanges untereinander und mit den geologischen Grundlagen. — Inhalt: Part I. I. Introduction. II. Electrical Methods (1. Principles and applications, 2. Surface potential methods, 3. Electromagnetic methods). III. Electrical Surveys in Australia (1. New South Wales, 2. Victoria, 3. Tasmania, 4. South Australia, 5. Western Australia, 6. Queensland). IV. Gravimetric Methods (1. Principles and applications, 2. Instruments used by Survey, 3. Field procedure, 4. Surveys in Australia, 5. Conclusions). V. Magnetic Methods (1. Principles and applications, 2. Instruments used by Survey, 3. Field procedure, 4. Magnetic survey in Australia). VI. Seismic Methods (1. Principles and applications, 2. Seismometers, 3. Field procedure, 4. Field Tests in Australia, 5. Conclusions). Part II. VII. Electrical Methods (1. Spontaneous polarisation method, 2. Ground resistivity methods, 3. Equipotential line method, 4. A. C. Potential ratio method, 5. Electromagnetic methods). VIII. Gravimetric Methods (1. Theory, 2. Field procedure, 3. Behaviour of instruments). IX. Magnetic Methods (1. Theory of instruments, 2. Adjustment of Schmidt Vertical Balance, 3. Behaviour of instruments). X. Seismic Methods (1. Propagation of seismic disturbances, 2. Interpretation of field observations, 3. Description of equipment, 4. Conclusions). XII. General Conclusions.

K. Jung.

J. N. Hummel. Theoretische Grundlagen für die Erforschung des Erdinnern mittels Gleichstrom. *ZS. f. Geophys.* 7, 182—190, 1931, Nr. 3/4.

Zu der Aufgabe, Kunde aus dem Erdinnern zu erlangen, eignen sich allein Untersuchungen an stationären elektromagnetischen Feldern, da die Reichweite der quasistationären und dynamischen Raumfelder im leitenden Medium infolge der elektromagnetischen Trägheit, die als Skineffekt, Abschirmung usw. in Erscheinung tritt, begrenzt ist. Von den an die stationären Felder geknüpften Möglichkeiten schaltet aber auch die Vermessung des Magnetfeldes der stationären Ströme von vornherein schon wegen des starken und schwankenden magnetischen Erdfeldes aus. Von dem verbleibenden elektrischen Potential- und Strömungsfeld wird je nach der Art der verborgenen Anomalie entweder der Verlauf der Potential- bzw. Stromlinien oder aber deren Dichte an der Erdoberfläche stärker verändert. Nun ist bei den in Frage kommenden Dimensionen die Beschaffenheit der Erde in erster Annäherung als eine Funktion des Radius zu erwarten, d. h. wir haben es mit konzentrischen Kugelschalen zu tun. Bei einer solchen Struktur der Erde werden aber aus Symmetriegründen keine aufschlußreichen Verzerrungen der Feldlinien an der Oberfläche zu erwarten sein, weshalb auch eine Vermessung des Potentiallinienverlaufs nicht in Frage kommt. Es bleibt demnach allein noch die quantitative Bestimmung des absoluten Potentialabfalls, der gerade durch konzentrische Schichten wechselnder Leitfähigkeit beträchtliche Änderungen erfahren kann. Über das Prinzip der Methoden, die sich auf die Messung dieser Größe gründen, sowie über die mit ihnen erzielten Erfolge bei der Erforschung der obersten Erdrinde ist wiederholt berichtet worden. Ihre Theorie hat Verf., speziell für den Fall, daß der Untergrund aus horizontalen planparallelen Schichten besteht, in früheren Arbeiten gegeben. Dort findet sich auch bereits der Hinweis, daß für die Erforschung größerer Tiefen bei entsprechender Vergrößerung der Basis noch die Krümmung der Erdoberfläche bzw. der Schichtgrenzen in den Rechnungen zu berücksichtigen ist. Inzwischen ist es nun gelungen, mittels derartiger Messungen Aufschluß über die Änderung der spezifischen Leitfähigkeit wenigstens bis zu einer Tiefe von etwa 70 km zu erlangen, indem der Elektrodenabstand bis auf 200 km ausgedehnt wurde. Zwar reicht für eine Deutung der hierbei erzielten Meßergebnisse die Theorie in ihrer jetzigen Form vollkommen aus, da für die in Frage kommenden Dimensionen die Basis noch als Gerade betrachtet werden kann, jedoch hält es Verf. im Hinblick auf die weitere Entwicklung für an der Zeit, die Theorie zu vervollständigen und auch die formelmäßigen Grundlagen für die Erschließung noch größerer Tiefen zu geben. Für die praktische Vornahme solcher Messungen sind die entsprechenden Hinweise in einer Arbeit von C. und M. Schlumberger (vgl. Amer. Inst. Mining and Metallurg. Eng., Techn. Publ. Nr. 315, 1930) bereits erhalten. In der vorliegenden Arbeit wird zunächst die Formel für den spezifischen Widerstand über völlig homogenen Untergrund abgeleitet, wie er sich mit dieser Meßweise unter Berücksichtigung der Erdkrümmung ergibt. Anschließend wird der scheinbare spezifische Widerstand für einen Sonderfall berechnet, und zwar wird angenommen, daß die Erdkruste eine bestimmte Leitfähigkeit besitzt, während der Kugelkern nichtleitend ist. Hierbei soll die leitende Hohlkugel eine im Verhältnis zum Kugelradius verschwindende, aber konstante Dicke besitzen. Der Verlust des scheinbaren spezifischen Widerstandes, wie er sich auf Grund dieser Formel ergibt, wird für verschiedene Verhältnisse graphisch dargestellt. Man erkennt hieraus, daß die Abweichung vom normalen Wert für ebene Grenzflächen bei größerer Basis merklich in Erscheinung tritt. Geyger.

Geophysikalische Berichte

O. Baschin. Die Deutsche Inlandeis-Expedition nach Grönland. Naturwissenschaft. 19, 746—748, 1931, Nr. 36.

National Research Council. Trans. Amer. Geophys. Union Twelfth Annual Meeting, April 30 and May 1, 1931. Published by the National Research Council of the National Academy of Sciences. 229 S., Washington D. C. June 1931. *H. Ebert.*

Professor Piccards Forschungsflug in die Stratosphäre. Verlauf des Stratosphärenfluges und dessen wissenschaftliches Ergebnis. Mit Beiträgen von A. Piccard, P. Kipfer und anderen Sachverständigen. 128 S. mit 50 Bildern. Herausgegeben von der Neuen Augsburger Zeitung, Augsburg, Verlag Literar. Institut von Haas & Grabherr, 1931. Inhalt: M. M. Gerber: Piccards Angriff auf die Stratosphäre; Martin Rikli: August Piccard, aus seinem Leben und Wirken; Joh. Wilh. Naumann: Die Waadtländer Familie Piccard; Hermann Kipfer: Ingenieur Paul Kipfer; Clemens Endras: Der Bau des Ballons; Max Hohenester: Augsburg und der Stratosphärenflug; E. Tilgenkamp: Unsere Jagd nach Piccards Ballon; August Piccard: Die Fahrt der F. N. R. S.; Paul Kipfer: Eindrücke soll ich schildern?; August Piccard: Bordbuch der Fahrt der F. N. R. S. vom 27. Mai 1931; August Piccard: Kosmische Strahlungen; P. Berger: Tatsachen; Martell: Zum Problem der Stratosphäre. *Scheel.*

Lewis V. Judson. Progress-report on graduation and calibration of precision-circles. National Res. Council. 1931, S. 43—44. *K. Jung.*

H. B. Maris. A Fort Conger polar-expedition program. National Res. Council. 1931, S. 142—144. Es wird ein sehr reichhaltiges Programm an geophysikalischen Arbeiten und dafür erforderlichen Meßinstrumenten zusammengestellt, mit denen während des zweiten Internationalen Polarjahres 1932—1933 die im Jahre 1882 von A. W. Greeby eingerichtete Station auf Fort Conger neu betraut werden soll. *Schmerwitz.*

J. Willp. Experimentelle Prüfung von Verspätungsfragen bei der galvanometrischen Registriermethode. ZS. f. Geophys. 7, 219—225, 1931, Nr. 5/6. Mittels einer einfachen, in ihren Einzelheiten beschriebenen Vorrichtung wird die Bewegung eines galvanometrisch registrierenden Horizontalpendels auf einen kleinen Spiegel übertragen, so daß gleichzeitig rein optische und galvanometrische Registrierungen vorgenommen werden können. Zur Erzeugung von Schwingungen von geeigneter Periode wird eine Spiralfeder mit ihrem einen Ende am Sockel des Seismographen, mit ihrem anderen Ende am Exzenter einer Drehbank angebracht, die man mit verschiedener Geschwindigkeit von Hand in Bewegung setzt. Motorenantrieb ist nicht möglich, da dieser keine scharfen Einsätze gibt. Die auf solche Weise hervorgerufenen Schwingungen des Seismographen werden optisch und galvanometrisch gleichzeitig auf demselben Film aufgenommen. Eine Verspätung der galvanometrischen Kurve, die auf störende Einwirkung der Trägheit der Galvanometerspule schließen läßt, wird nicht beobachtet, die Zeitunterschiede zwischen den Maxima der beiden Kurven entsprechen fast ganz der Theorie. Ein Unterschied der aus den Registrierungen berechneten Amplituden dürfte wohl von einer nicht ganz genauen Bestimmung des galvanometrischen Übertragungsfaktors kommen. Charakteristische Unterschiede zwischen den

optischen und den galvanometrischen Registrierungen können aus der verschiedenen Abhängigkeit der Vergrößerung von der Periode erklärt werden. *K. Jung.*

F. W. Schon. Registration of the time-signals at Georgetown. National Res. Counc. 1931, S. 66—67. Es wird über eine Apparatur berichtet, durch die drahtlose Zeitzeichen direkt auf die Registriervorrichtung eines Galitzinpendels übertragen werden. *W. Schneider.*

George E. Merritt. The development of a tiltmeter. National Res. Counc. 1931, S. 73. Es wird ein Apparat beschrieben, der es erlaubt, kleine Neigungen, die zwischen zwei Punkten langsam entstehen, durch Interferenzen zu bestimmen. *W. Schneider.*

Richard Schumann. Über die Genauigkeit der Messung mit der Drehwaage. ZS. f. Instrkde. 51, 426—430. 1931, Nr. 8. Die Gleichung für die Ruhelage der Drehwaage:

$$\text{Ablesung} = \text{Nullpunkt} + A \cdot \sin 2\alpha + B \cdot \cos 2\alpha + C \cdot \sin \alpha + D \cdot \cos \alpha,$$

$$A = \frac{K}{\tau} (W_{yy} - W_{zz}), \quad B = \frac{K}{\tau} W_{xy}, \quad C = \frac{mhl}{\tau} W_{zx}, \quad D = \frac{mhl}{\tau} W_{zy},$$

ist eine Fouriersche Reihe, deren Koeffizienten aus den Ablesungen zu bestimmen sind. Sie werden bei einfachem Instrument aus Messungen in fünf Azimuten α erhalten, allerdings ohne Kontrolle. Der Verf. untersucht die Möglichkeit einer Aufdeckung von Beobachtungsfehlern bei Messungen in sechs und mehr gleichabständigen Azimuten. Ist bei mehr als sechs Azimuten eine der n Ablesungen fehlerhaft, so gibt der größte Rest, d. h. der größte Unterschied zwischen dem beobachteten Betrag und dem aus der durch Ausgleichung erhaltenen Fourierreihe berechneten Wert, das Azimut und das $(1 - 5/n)$ -fache des Ablesefehlers an. Bei nur sechs Azimuten erhält man nur den Betrag, aber nicht das Azimut. Dieses gilt allgemein, wenn die Zahl der Ablesungen nur um 1 größer ist als die der zu bestimmenden Unbekannten. Weiterhin wird die teilweise Elimination eines linearen Nullpunktganges durch geeignete Aufeinanderfolge der Azimute erörtert. Wenn man bei mehr als fünf Azimuten nicht in der einfachen zyklischen Reihenfolge, sondern in geeigneter sprunghafter, teils rechtläufiger, teils rückläufiger Azimutfolge beobachtet, so verschwindet der Einfluß eines linearen Nullpunktganges auf einzelne Koeffizienten, beispielsweise bei sechs Ablesungen in der Reihenfolge 1, 3, 5, 4, 2, 6 der Einfluß auf A und D . Im allgemeinen läßt die einfach zyklische Reihenfolge den Einfluß eines linearen Nullpunktganges am stärksten werden.

K. Jung.

Rudolf Pozdena. Die neue Aufhängevorrichtung für das Foucaultsche Pendel des Naturhistorischen Staatsmuseums in Wien. ZS. f. Instrkde. 51, 430—434, 1931, Nr. 8. *H. Ebert.*

S. Nathanson. Mouvement d'un pendule mathématique dans un champ de gravité terrestre variant uniformément. C. R. Leningrad (A) 1930, S. 228—232, Nr. 9 (russisch). Es werden die Bewegungsgleichungen für das mathematische Pendel im gleichförmig veränderlichen Schwerfeld der Erde abgeleitet und die anzubringenden Korrektionsglieder für verschiedene Fälle berechnet. Speziell für Leningrad ergibt sich, daß im Falle eines Sekundenpendels der Fehler in der Bestimmung von g innerhalb des Beobachtungsfehlers liegt. Bei längeren Pendeln ist die Korrektion nicht mehr zu vernachlässigen. Zum Beispiel bei einer Pendellänge von 21,5 cm wird $\Delta g = -10 \times 10^{-3}$. Der von

A. A. Iwanow erhaltene Wert von $g = 981,948$ korrigiert sich auf $g = 981,938$ in guter Übereinstimmung mit anderen Relativbestimmungen. *Kara-Michailova.*

S. Nathanson. Les pesées sur les balances. C. R. Leningrad (A) 1930, S. 233—238, Nr. 9 (russisch). Es werden Betrachtungen über die Bewegung eines physikalischen Pendels, unter Vernachlässigung der Reibung, um eine horizontale Achse im nichtgleichförmigen Schwerfeld der Erde angestellt und auf den Fall der Bewegung einer Waage angewandt. Falls sich die Waagebalken in der Ebene der ersten Vertikalen befinden, verbleiben sie horizontal. In die Ebene des Meridians gestellt, bilden sie einen Winkel, der von der Größe der Waage abhängt. Zum Beispiel beträgt für die im Leningrader Eichamt aufgestellte Kilowage der Winkel $\varphi = 0,46''$. In der variometrischen Praxis, wo ein horizontaler Gradient von 100 bis 150 E oft vorkommt, kann die Neigung der Waagebalken 6,5 bis 9,2'' betragen. Besonders ist noch auf eine lokale Beeinflussung (massives Mauerwerk in unmittelbarer Nähe der Waage usw.) zu achten. Um die Waagebalken wieder in eine horizontale Lage zurückzuführen, ist ein Zusatzgewicht δ nötig, welches in speziellen Fällen 0,001486 bis 0,002229 mg erreichen kann. Bei einer Umdrehung von 180° um das Azimut müßte dieses Gewicht auf über 4×10^{-3} mg erhöht werden — eine experimentell feststellbare Größe bei einer Belastung von der Größenordnung von 100 g. *Kara-Michailova.*

Gustav Ising und Nils Urelus. Die Verwendung astasierter Pendel für relative Schweremessungen. III. Prüfung des Instrumentes auf einer Reise in Mitteleuropa. Handlingar Stockholm (3) 9, Nr. 9, 13 S., 1931. Zur Verbesserung des Wärmeschutzes wurde das kleine astasierte Quarzpendel allseitig mit Eis umgeben. Zur Prüfung des Apparates und der Messungsmethoden wurde eine Reise von Stockholm nach Kopenhagen, Potsdam, München, Bern und über dieselben Orte in umgekehrter Reihenfolge zurück unternommen. Es wurde überall am Ort früherer Schweremessungen gemessen. Der mittlere zufällige Fehler beträgt 2,8 Milligal, der mittlere Unterschied von den Ergebnissen älterer Schweremessungen beträgt 5,6 Milligal. Zum Verständnis des Apparates und der Beobachtungsmethoden muß auf die früheren Abhandlungen verwiesen werden [G. Ising und N. Urelus, Die Verwendung astasierter Pendel für relative Schweremessungen I, II. Handlingar Stockholm (3) 6, Nr. 4, 1928. Phys. Ber. 10, 342, 1929. Geophys. Ber. 1929, S. 18.] *K. Jung.*

E. Kohlschütter. Über einen leichten im Preußischen Geodätischen Institut gebauten Zwei-Pendel-Apparat. Verh. d. Balt. Geod. Komm. 1931, S. 213—214. Kurze Beschreibung eines für die Wegenersche Grönlandexpedition gebauten leichten Pendelapparates mit Minimum-Stabpendeln. *K. Jung.*

Otto Meisser. Die Jenaer Pendelapparaturen und Beobachtungsverfahren für genaue relative Schweremessungen. Verh. d. Balt. Geod. Komm. 1931, S. 154—160. Kurzer Bericht über die in Jena gebauten Apparate und dort ausgebildeten Beobachtungsmethoden. I. Die Beobachtungsverfahren. a) Das photographische Koinzidenzverfahren, b) das photographische Schwingungsdauerverfahren mit Einzelzeitzeichen, c) der photoelektrische Kontakt. II. Die Minimalpendel. *K. Jung.*

Einar Andersen. Photoelektrische Registrierung der Pendelschwingungen. Verh. d. Balt. Geod. Komm. 1931, S. 215—220. Kurzer Bericht über die Bedeutung der photoelektrischen Registrierung von Pendelschwingungen und Beschreibung der Apparatur. *K. Jung.*

Paul R. Heyl. Progress report on the absolute determination of gravity at Washington D. C. National Res. Coun. 1931, S. 37—44. Es wird über die Fortschritte der Vorbereitung zur absoluten Schweremessung mit Reversionspendeln berichtet. Pendel, Vergleichsmaßstab und wichtige Teile des Komparators sind aus Quarz hergestellt. Die Pendelstangen sind 1,50 m lang, ihre Durchmesser betragen 3,8, 4,4 und 5,0 cm, das größte der Pendel wiegt 2,3 kg. Die Schneide befindet sich an dem Pendelträger, die Auflageflächen an den Pendeln. Die Zeit wird auf photoelektrischem Wege auf eine Neonlampe übertragen. Der Vergleichsmaßstab ist ein Strichmaßstab, Versuche mit einem Endmaßstab haben zu keinen Erfolgen geführt. *K. Jung.*

Frank Wenner. Progress-reports on development of instruments. National Res. Coun. 1931, S. 71—72. Ein kurzer Bericht über Fortschritte im Bau eines Vertikalseismometers und eines Beschleunigungsmessers sowie einer Erschütterungsplatte zum Eichen von Horizontalseismometern. *W. Schneider.*

H. E. Mc Comb. Progress-report on development of seismological instruments. National Res. Coun. 1931, S. 74—75. Eine Reihe von Seismographen ohne Neigungsempfindlichkeit (non-tilt seismographs) ist mit allem Zubehör gebaut und an verschiedenen Orten in Tätigkeit gesetzt worden. Über das Prinzip dieser Instrumente ist nichts gesagt. *W. Schneider.*

W. H. Reynolds. Report on the construction of a three-drum seismograph-recorder. National Res. Coun. 1931, S. 76—77. Es wird ein Lichtschreiber beschrieben, dessen hauptsächlichstes Merkmal darin besteht, daß drei Trommeln, die das photographische Papier tragen, eine gemeinsame Achse haben. *W. Schneider.*

N. H. Heck. Observations of developments in instruments at the Seismological Research Laboratory in Pasadena. National Res. Coun. 1931, S. 78. Eine Aufzählung der durch das Seismological Research Laboratory in Pasadena neu entwickelten Instrumente. *W. Schneider.*

Hans Neufeldt und Werner Voss. Automatische Addier- und Registriervorrichtung für Elektronenzählmethoden. Phys. ZS. **32**, 453—454, 1931, Nr. 11. Um bei Untersuchungen mit Zählrohren die mittleren statistischen Fehler auf sehr kleine Werte herabzudrücken, war es notwendig, ein automatisches Addierwerk durchzubilden, dessen Trägheit äußerst gering, dessen Addiergeschwindigkeit also sehr groß auch gegenüber der mittleren Arbeitsgeschwindigkeit des Elektronenzählrohres ist. Eine solche Anordnung wurde auf folgende Weise ausgeführt. Das Addierwerk ist mittels einer Torsionskupplung mit einem Druckwerk stabiler jedoch trägheitsarmer Bauart verbunden. In gewünschten, wählbaren Intervallen wird der Anker dieses Druckwerks mittels eines Zeitwerkes elektrisch betätigt und dadurch der jeweilige Stand desselben auf einen Papierstreifen abgebildet. Dadurch, daß der Anker in seiner Anschlagstellung einen Kontakt betätigt, wird erstens der Arbeitsstrom des Magneten wieder unterbrochen und das Zeitwerk für den nächsten Arbeitsgang vorbereitet; zweitens wird ein Zugwerk ausgelöst; das den Papierstreifen um einen bestimmten Betrag weiterbefördert, und drittens ein Rastenrad betätigt, das einen Farbstreifen um etwa Ziffernbreite fortbewegt. *L. Tuwin.*

Otto Laemann. Fortschritte auf dem Gebiete der Photogrammetrie. ZS. f. Ver. d. Ing. **75**, 1047—1053, 1931, Nr. 33. I. Terrestrische Photogrammetrie.

Das Streben nach einem leichten, leistungsfähigen Aufnahmegerät für Forschungsreisende führte zum Bau des beschriebenen Feldtheodoliten von Finsterwalder. Es werden Stoffkassetten verwendet. Das Aufnahmeobjektiv bildet in Verbindung mit den beiden die Bildhauptsenkrechten festlegenden Kreuzmarken des Anlagerahmens und zwei Okularlupen zwei Zielfernrohre, wodurch das geringe Gewicht erzielt wird. Zur Festlegung der Bahn von Flugzeugen (Kraftwagen, Motorbooten usw.) in Beziehung zur Zeit wurde die Startmeßkammer DVL-Zeiss gebaut, bei der bekannte Abmessungen des aufzunehmenden Objektes als Meßbasis dienen. Zur Festlegung der Flugbahnen mittels Vorwärtsabschnitts aus zwei oder mehr Standorten dient der Askania-Kinotheodolit, bei dem die äußere Orientierung durch photographische Registrierung des durch Teilkreise und Nonien festgelegten Höhenwinkels und Azimuts der Aufnahmeachse erfolgt, während das einzumessende Ziel mittels eines Cassegrain-Spiegelsystems mit durchbohrtem Hauptspiegel auf dem gleichen Film festgehalten wird. Bei der Askania-Zenitkammer ist es möglich, eine große Zahl von Aufnahmen auf einer und derselben Platte unterzubringen, weil bei jeder Aufnahme nur ein kleiner Teil der Platte für die Belichtung freigegeben wird. Durch Kupplung einer Blende mit dem Sucher liegt die freigegebene Stelle dort, wo die Abbildung des Flugzeugs entsteht, das mit dem Sucher verfolgt wird. Zur Messung der Durchbiegung von Brücken wurde von Kulka und C. Zeiss ein langbrennweitiger Durchbiegungsschreiber geschaffen. Auf gleichem Prinzip beruht der Optograph der DVL, welcher zum Aufzeichnen der Schwingungen an Flugzeugteilen dient. II. Luftbildmessung. Das erforderliche große Bildfeld mit Weitwinkelobjektiv läßt sich infolge der geringen Lichtstärke nicht anwenden, weshalb eine von Aschenbrenner angegebene Panoramakammer auf einer Platte $18 \times 18 \text{ cm}^2$ mit neun Objektiven von 50 mm Brennweite Bilder entwirft, die nach Entzerrung in einem eigenen Apparat quadratische Bilder ergeben, deren Seitenlänge im Gelände einer Länge von etwa sechsfacher Flughöhe entspricht. Nach Angaben von Hugershoff wurde ebenfalls ein für Kartierungen in kleinem Maßstab bestimmter Einkammermehrfach-Reihenbildner gebaut, der bei $5,8 \times 5,8 \text{ cm}^2$ nutzbarer Bildgröße ein Objektiv von 6,5 cm Brennweite hat. Er dient für Senkrechtaufnahmen mit beliebiger Überdeckung. Die Aerotopograph-Reihenbildmeßkammer ergibt Bilder von $12 \times 12 \text{ cm}^2$ bei einer Brennweite von 13,5 cm, ebenso die neue Zeiss-Zweifach-Reihenbildmeßkammer. III. Auswertgeräte für diese letzteren Aufnahmekammern nach Hugershoff und v. Gruber werden kurz beschrieben. Eine Besprechung des heutigen Standes der Bildtriangulation und ein Abschnitt Praxis, Forschung und Lehre beschließen die Arbeit, die auch eine Literaturangabe enthält. *E. J. M. Honigsmann.*

Siegmund Strauss. Selbsttätige Lichtregistrierung mit dem Mekapion. *Strahlentherapie* 40, 696—700, 1931, Nr. 4. Es wird ein Intensitätskurvenschreiber beschrieben, bei dem mittels eines Synchronmotors eine Trommel getrieben wird, deren Bewegung während eines Mekapionintervalls durch eine elektromagnetische Kupplung gesteuert wird. Das Instrument gestattet in Zusammenarbeit mit dem Mekapion schwankende Lichtintensitäten (längstes Intervall zwischen zwei Signalen 2 Minuten) fortlaufend zu registrieren. *Risse.*

E. Hasché. Über das Absorptionsvermögen der Schwärzungen und Weißungen einiger Strahlungsmesser. *Ann. d. Phys.* (5) 8, 47—88, 1931, Nr. 1. Ausgehend von der Tatsache, daß bei den meisten in der heutigen Strahlungsphysik und -meteorologie benutzten Strahlungsmeßgeräten das Absorptions-

vermögen der Strahlung empfangenden Meßkörper nicht hinreichend in Abhängigkeit von der Wellenlänge des auffallenden Lichtes bekannt ist, wurden die im folgenden zu beschreibenden Versuche ausgeführt. Es wurden zwei Meßmethoden ausgearbeitet, die es erlauben, das Reflexionsvermögen bzw. das Absorptionsvermögen diffus reflektierender Stoffe im Bereich von 0.36 bis etwa 8μ zu bestimmen. Das Absorptionsvermögen einiger Stoffe, insbesondere derjenigen, die beim Bau von Strahlungsmeßgeräten Verwendung finden, ist in Abhängigkeit von der Wellenlänge untersucht worden. An diesen ersten Teil der Versuche schließt sich dann eine Versuchsreihe an, die einiges zur Vervollständigung der Theorie des Pyranometers von Ångström beitragen sollte. Gleichzeitig wurde auch gezeigt, daß ein Anschluß des Ångströmschen Pyrgeometers an das Pyranometer möglich ist. Die Meßanordnung der ersten Versuchsreihe war folgendermaßen aufgebaut. Das Licht einer Lichtquelle wurde durch einen sogenannten Beleuchtungsspiegel auf die zu untersuchende Substanz abgebildet, die mit Hilfe eines vertikalen Triebes durch einen Planspiegel ersetzt werden konnte. Das von der zu untersuchenden Substanz reflektierte Licht wurde dann von einem zweiten Beleuchtungsspiegel auf den Eintrittsspalt eines Monochromators abgebildet, dort zerlegt und die am Austrittsspalt austretende, spektral zerlegte Energie mit einer Thermosäule gemessen. Die beiden Beleuchtungsspiegel waren aus Silber bzw. aus Stahl. Die Spektralzerlegung des Lichtes wurde mit einem neuen, von Dr. C. Leiss eingeführten Monochromator durchgeführt, dessen Auflösungsvermögen auf etwa $\pm 10^0$ genau ist. Zu diesem Monochromator wurde dann noch eine Mollsche lineare Thermosäule, ein Mollsches Galvanometer mit Elektromagnet und für genauere Messungen ein solches mit Naturmagnet nach Zernike benutzt. Es kamen folgende Stoffe zur Untersuchung: 1. Die Weißung des Pyranometers von Ångström, 2. die Weißung des Pyranometers von Kimball, 3. die Schwärzung des Pyranometers von Ångström, 4. die Schwärzung des Pyranometers von Kimball, 5. die Schwärzung des Pyrheliosmeters von Ångström, 6. die Schwärzung von Albrecht. Als eine Erweiterung gelten noch die Messungen an verschiedenen Stoffen, so an Mattglas, Magnesiumoxyd und anderem mehr, für die die Energieverteilung der von ihnen reflektierten Energie in derjenigen horizontalen Ebene, die durch die Mitte der strahlenden Fläche geht, bei einem bestimmten Einfallswinkel der Strahlung untersucht wurde. Der zweite Teil der Messungen hatte, wie schon erwähnt wurde, die Förderung der Theorie des Ångströmschen Pyranometers zum Ziele. Es galt zunächst den Proportionalitätsfaktor C der absorbierenden Streifen zu bestimmen. Zwecks Vereinfachung wurde festgesetzt, daß nur das Absorptionsvermögen der Streifenkombination, aus der die Empfangsflächen des Instruments bestehen, interessiert, so daß die spezifische Strahlungsintensität J_0 durch die einfache Gleichung:

$$J_0 = C_2 \cdot i^2 = \left(\frac{C}{O.A} \right) \cdot i^2$$

wiedergegeben werden kann. C_2 ist der neue Proportionalitätsfaktor, dessen Ermittlung nicht mehr schwierig ist. Es wurde nach zwei Methoden gearbeitet, und zwar 1. nach der Nullmethode und 2. nach der Ausschlagmethode; durch künstliche Erzeugung des Thermostromes. Es wurde das Absorptionsvermögen der folgenden Instrumente untersucht: Pyranometer, Pyrgeometer und Pyrheliosmeter von Ångström, das Aktinometer von Linke und das Effektivpyranometer von Albrecht. Am Schluß der Arbeit werden die einzelnen Fehlerquellen besprochen, die dadurch bedingten Fehlergrenzen angegeben und die Bedingungen für eine „absolute“ Thermosäule für weitere Arbeiten auf Grund der Ergebnisse entwickelt.

Dardin.

Walter M. H. Schulze. Über die Isolation von Strahlungsapparaten. Phys. ZS. **32**, 564—567, 1931, Nr. 14. Verf. schätzt an Hand neuerer experimenteller Daten über die Leitfähigkeit von Quarzglas (W. Gnann, ZS. f. Phys. **66**, 436, 1930) die Stärke der Ströme über den Isolator bei Kolhörster-Strahlungsapparaten gegenüber den Ionisationsströmen und zeigt, daß selbst bei extremsten Voraussetzungen die Isolationsströme noch mindestens um eine Zehnerpotenz kleiner sind als die kleinsten, noch eben meßbaren Ionisationsschwankungen. Die Isolationsströme können sich jedoch mit 1. Feuchtigkeit, 2. Temperatur, 3. Spannung, 4. Zeit ändern. Da Änderungen bei geringer Feuchtigkeit (bis 30%) gering sind, die Instrumente aber mit Natrium getrocknet werden, so scheidet 1. aus. Temperatureinflüsse ändern Oberflächen- und Volumenwiderstand, jedoch reichen die praktisch vorkommenden Temperaturintervalle nicht aus, um die Isolationsströme so stark zu beeinflussen, daß sie die Größenordnung der Ionisationsschwankungen erreichen. 3. Die Spannungsabhängigkeit der Isolationsströme ist nur gering, ein merkbarer Einfluß der abnehmenden Spannung des Elektrometers also nicht zu erwarten. 4. Die Zeitabhängigkeit (Abnahme des Isolationsstromes bis zum Dauerstrom, der nach Gnann in 5 bis 10 Stunden erreicht wird) ist in etwa 10 bis 15 Minuten bereits größenordnungsmäßig verschwunden. Diese Fehlerquelle könne sonach durch Zuwarten nach der Aufladung vermieden werden. (Die Elektrometer der Strahlungsapparate sind, wenn außer Gebrauch, durch Zambresanker dauernd aufgeladen. Ref.) Nach alledem ist unter Voraussetzung besten Isoliermaterials, guter Dichtung und Trocknung ein Einfluß der Isolationsströme nicht zu erwarten. Die Verhältnisse sind bei Bernstein vielleicht noch günstiger. Es wird zum Schluß die bekannte Verwendung eines Schutzringes empfohlen.

Kolhörster.

A. F. Dufton. A precision sunshine recorder. Journ. scient. inst. **8**, 159, 1931, Nr. 5. Das beschriebene neue Instrument entstand aus dem Bedürfnis, die Sonnenscheindauer genauer aufzuzeichnen als es die bisher benutzten Instrumente, z. B. das von Campbell-Stokes, leisten. Der dem Sonnenschein ausgesetzte Teil des Geräts stellt ein Äther-Differentialthermometer besonderer Bauart dar, in dessen quecksilberenthaltenden Bogenteil drei Kontaktdrähte eingeschmolzen sind, die die Registrieruhr über ein elektromechanisches Relais steuern. Bei dauerndem Sonnenschein wird die Registrieruhr alle 5 sec kontrolliert, was bei der getroffenen Anordnung selbsttätig geschieht. Hört der Sonnenschein auf, wird die Uhr außerordentlich rasch angehalten.

W. Keil.

Rud. Thilenius. Die Konstruktion des Davoser Frigorimeters. Meteorol. ZS. **48**, 254—260, 1931, Nr. 7. Die Arbeiten C. Dornos und anderer Forscher ergaben die fundamentale Bedeutung der Größe der Abkühlung in bioklimatischer Beziehung. Zu ihrer Messung diente bisher das Hillsche Katathermometer, dann das Davoser Frigorimeter der älteren Konstruktion, und seit Anfang 1931 eine neue Serie solcher Instrumente, welche das Davoser Observatorium baut. Zu Messungen dient hier eine geschwärzte Kupferkugel, welche mittels elektrischer Heizung (im Innern der Kugel befindet sich ein Heizwiderstand, der bei Anlegung an die übliche Netzspannung der Elektrizitätswerke von 110 bzw. 220 Volt/sec/cm² Kugeloberfläche 80 Millikalorien als Joulesche Wärme entwickelt) dauernd auf etwa 37° gehalten und den Witterungselementen ausgesetzt bleibt. Die dieser Temperatur entsprechende Wärmemenge ist damit meßbar und identisch mit der der Kugel infolge Abkühlung entzogenen Wärmemenge. Im Innern der Kugel befindet sich ferner ein Thermometer und dieses schaltet bei einer Temperatur oberhalb 37° mittels eines Relais den Heizstrom ab, wodurch sofort die Temperatur

der Kugel sinkt; sie steigt wieder bei Einschaltung des Heizstromes und das Spiel beginnt von neuem. Eine Zähluhr notiert automatisch die Dauer des fließenden Heizstromes (Gesamtheizdauer), bekannt ist die Beobachtungszeit, so daß zwecks Feststellung der mittleren Abkühlungsgröße der Quotient „Gesamtheizdauer: Beobachtungsdauer“ nur mit 80 zu multiplizieren ist. Verf. gibt die Vorderansicht des Frigorimeters, sein Schaltschema wie den Schaltvorgang, das Beobachtungsverfahren, und macht zweckdienliche Angaben über Aufstellung des Instruments.

Blaschke.

E. Dittler und H. Hueber. Über eine neue Methode zur Bestimmung kleiner und kleinster Wasser- und Kohlensäuremengen in Silikaten. II. Teil. ZS. f. anorg. Chem. 199, 17–27, 1931, Nr. 1/2. Im ersten Teil der vorliegenden Arbeit war gezeigt worden, daß es mit Hilfe einer Titrationsmethode möglich ist, in Mineralien von unter 50 bis 100 mg Einwage das Konstitutionswasser zu bestimmen. Die Methode wurde nun auch an extrem wasserarmen Mineralien geprüft, wobei die Versuche auf die Bestimmung kleinster Kohlensäuremengen ausgedehnt wurden. Als Versuchsmaterial dienten für H_2O : Olivin, Beryll, Apatit, Granat, Hornblende und Augit mit einem Wassergehalt von etwa 0,03 bis 0,4%; ferner für CC_2 : Doppelspat, Skapolith, Cancrinit, Diamant und Graphit.

Scharnow.

W. von Seidlitz. Das Antlitz der Erde. (Zu Eduard Suess hundertstem Geburtstag. 20. August 1931.) Naturwissensch. 19, 761–764, 1931, Nr. 37.

H. Ebert.

Georges Tiercy. Les dimensions du sphéroïde terrestre. C. R. Soc. de phys. de Genève 47, 134–136, 1930, Nr. 3. [Suppl. Arch. sc. phys. et nat. (5) 12, 1930, Nov./Dez.] Frühere Untersuchungen von R. Wavre und dem Verf. lassen es als zutreffender erscheinen, die Abplattung der Erde zu $1/294$ als, wie meist üblich, zu $1/297$ anzunehmen. Für allgemeine Untersuchungen werden folgende Maße des Erdellipsoids vorgeschlagen: Äquatorachse $a = 6378,250$ km, Polachse $b = 6356,555$ km, Abplattung $\frac{a-b}{a} = 1/294$, Mittlere Dichte = 5,525, Dichte

der Erdkruste = 2,6. Der Äquatorradius ist bis auf 9 m das Mittel der Äquatorradien der Ellipsoide von Clarke 1886, Clarke 1889, Germain und Struve.

K. Jung.

P. Lasareff. Über die allgemeinen Bedingungen zur Entdeckung von Erzlagern mit Hilfe der gravimetrischen Untersuchung. Festschr. z. zehnjährigen Tätigkeit d. Magn. Lab. Moskau 1931, S. 31–36 (russisch).

H. Ebert.

Claudio Antoniani. Sui complessi colloidali del suolo II. Rend. Lomb. (2) 64, 925–932, 1931, Nr. 11/15. Es wird eine kolloidale Komplexverbindung beschrieben, die mineralischen Ursprungs ist und folgende Zusammensetzung hat: Organische Substanz 82,75%, anorganische Substanz 17,25%. Die Bestandteile der organischen Substanz sind: Organische Substanz 82,75%, SiO_2 4,40%, P_2O_5 3%, Fe_2O_3 5,15%, Al_2O_3 4,50%, Ti_2O_3 0,08%. Der mineralische Anteil hatte folgende Zusammensetzung: SiO_2 27%, P_2O_5 17,40%, Fe_2O_3 29,30%, Al_2O_3 25,30%, TiO_2 0,50%. Der isoelektrische Punkt der Verbindung liegt bei $p_H = 7,4$. Es werden dann die Eigenschaften des Körpers in bezug auf Ausflockung, Dissoziation und Elektrophorese beschrieben.

Tollert.

Maurice Burton. The Age of Flint. Nature 128, 32–33, 1931, Nr. 3218. Ein Beitrag zu dem schon sehr alten Streit über die Zeit der Entstehung des Flint.

W. Schneider.

Ida und Walter Noddack. Die Häufigkeit der Platinmetalle in der Erdrinde. ZS. f. phys. Chem. 1931, S. 890—894 (Bodenstein-Festband). Bei Untersuchungen über die geochemische Verteilungsbahn des Rheniums wurden in zahlreichen Mineralien und Mineralgruppen unter anderem auch die Platinmetalle bestimmt. Die Häufigkeiten in der Erdrinde wurden mit der absoluten Häufigkeit, die durch Analyse zahlreicher Meteorite gewonnen war, verglichen. Die Resultate wurden in folgender Tabelle zusammengestellt. Das Verhältnis absolute Häufigkeit: irdische Häufigkeit (Spalte 4) zeigt, wie stark die Erdrinde gegenüber dem Erdinnern an diesen Elementen verarmt ist (Verarmungsfaktor).

Elemente	Absolute Häufigkeit	Irdische Häufigkeit	Verarmungsfaktor
Ru.	9 · 10 ⁻⁶	1,8 · 10 ⁻⁸	500
Os.	3,9	3,2	122
Rb.	1,9	2,2	86
Ir.	0,9	2,1	43
Pd.	7	1,2	583
Pt.	7	5,0	140

Scharnow.

Elfego Ruiz. Mexican gravity-stations in 1930 and first calculations and corrections for topography and isostasy. National Res. Counc. 1931, S. 38—40. Apparate, Beobachtungs- und Berechnungsmethoden weichen nicht wesentlich vom üblichen ab. Es werden isostatische Anomalien von acht Stationen angegeben.

K. Jung.

Walter D. Lambert. Gravity at the Stockholm meeting of the International Geodetic and Geophysical Union. National Res. Counc. 1931, S. 40—43. Drei Entschlüsse des Gravity Committee der Section of Geodesy betreffen die Reduktion der gemessenen Schwerewerte. Es soll 1. die isostatische Reduktion angebracht werden und eine Reduktion wegen der Abweichungen des Geoids vom Sphäroid (Reduktion von Bowie). Der Gleichartigkeit wegen soll 2. die Ausführung der isostatischen Reduktion stets nach dem Hayfordschen Schema vorgenommen werden. Um auch andersartige Reduktionen zu ermöglichen, sollen 3. in den Hayfordschen Zonen A bis O die mittlere Geländehöhe, die Wirkung der über dem Geoid gelegenen Massen (effect of topography) und die der Kompensationsmassen (compensation) für sich angegeben werden. Mehrere Vorschläge befassen sich mit der Wahl einer einheitlichen Schwereformel. Es wird hierfür eine dem Rotationsellipsoid mit der Abplattung 1/297 entsprechende Formel von der Gestalt $\gamma_0 = \gamma_{\text{äqu}} \cdot (1 + 0,0052884 \cdot \sin^2 \varphi - 0,0000059 \cdot \sin^2 2 \varphi)$ vorgeschlagen. Der Wert von $\gamma_{\text{äqu}}$ wird von Zeit zu Zeit der fortschreitenden Kenntnis des Schwerfeldes angepaßt werden müssen, vorläufig wird der Wert von Heiskanen, 978,049 cm · sec⁻², als der geeignetste betrachtet. Die einheitliche Formel soll hauptsächlich als Grundlage von Untersuchungen über die Geoidgestalt, weniger zur Untersuchung isostatischer Probleme dienen. *K. Jung.*

H. T. Stetson. Further investigations of the moon's influence on latitude. National Res. Counc. 1931, S. 45—46.

Jung.

Josef Zahradniček. Bemerkungen zum Aufsatz: „Resonanzmethoden für die Bestimmung der Gravitationskonstanten G“ von Jakob Kunz. Phys. ZS. 32, 149—150, 1931. Ein Versehen in den Formelableitungen der angeführten Veröffentlichung wird richtiggestellt.

K. Jung.

Pavel Savitsky. Schweremessungen und Geologie von Mittelasien. Gerlands Beitr. 30, 277—280, 1931, Nr. 3/4. Die gravimetrischen Beobachtungen in Turkestan und den benachbarten Ländern 1901 bis 1911 einerseits, die Herausgabe der geologischen Karte des gleichen Gebiets (1925) andererseits legen es dem Verf. nahe, geologischen Aufbau und Schwerkraftanomalien in Beziehung zu setzen. Im allgemeinen kann vermutet werden, daß alten, massiv kristallinen Gesteinsmassen positive, jüngeren negative Anomalien zugeordnet werden müssen. Bezüglich der geographischen bzw. geologisch morphologischen Verteilung der Anomalien kann nur auf die Originalarbeit verwiesen werden. *Conrad-Wien.*

D. la Cour. Über Bestimmungen von Höhendifferenzen mittels Pegelbeobachtungen in Dänemark (Quasi-Nivellement). Verh. d. Balt. Geod. Komm. 1931, S. 221—233. Über breite Wasserflächen ist mittels optischer Meßmethoden ein hinreichend genaues Präzisionsnivellement nicht möglich, eher lassen sich nach Bearbeitung von Pegelregistrierungen und anderer geophysikalischer Beobachtungen Höhendifferenzen zwischen Punkten der Erdoberfläche mit zufriedenstellender Genauigkeit bestimmen. D. la Cour zeigt es in vorliegender Arbeit speziell für die Verhältnisse der dänischen Gewässer und verweist z. B. auf das erste Kapitel seines Quasinivellements, das vom Einfluß atmosphärischer Störungen auf den Meeresspiegel handelt (in der Publikation mit „Einflüsse der Windverhältnisse“ bezeichnet). Die Ausgangswerte basieren aber nicht auf Windbeobachtungen, sondern auf eindeutigen und zahlenfesten mittleren monatlichen Luftdruckdifferenzen zwischen zwei nördlichen und südlichen Punkten (Shetland und Aaland bzw. Calais und Krakau). Die Luftdruckdifferenzen stehen ja in sehr enger Beziehung zu den mittleren monatlichen Windverhältnissen, zudem besteht eine enge und einfache Relation zwischen mittlerem monatlichem Wasserstand und monatlicher Luftdruckdifferenz (Fig. 1 stellt diese Beziehungen für Eshjerg für 1890—1907 und Fig. 2 für März 1890—1907 dar). Werden diese Werte graphisch ausgewertet, so ergeben sie wohl (wie in Fig. 3 für Hornbæk) einen jährlichen Gang des Wasserstandes. Extreme und Eintrittszeiten desselben, gestatten aber keine Bestimmung der Höhendifferenz zwischen zwei Stationen, doch bedeutet die Reduktion für die Windwirkung an jeder Station eine Korrektur zwecks Reduzierung der Pegelablesungen zu dem Geoid. Dadurch werden aber eine schnelle und genaue Bestimmung des Mittelstandswassers, sowie Schlüsse betreffend Hebungen oder Senkungen des Landes möglich. Auf den mittleren Gradienten reduzierte Pegelablesungen weichen weniger vom Mittelwert ab und erlauben schon 18- statt 400jährige Registrierungen zu verwenden. D. la Cour verweist auf die Abweichungen in derartigen Verhältnissen zwischen Nord- und Ostsee, daß mittels des Quasinivellements wahrscheinlich beträchtliche periodische Vertikalbewegungen der Stationen aufgedeckt werden (wie die jährliche Schwankung von Seeland und Falster) und anderes mehr. Das Quasinivellement über den großen Belt bestätigt die Betrachtungen bei Aufnahmen längs des Sundes und ist als Beitrag zum Nivellement um das Baltikum herum anzusehen. *Blaschke.*

E. E. Fedorov. Beispiel eines Vergleichs der Klimate zweier Ortslagen mit Hilfe der komplexen Methode (Sloutzk und Djetskoje Sjelo). Meteorol. ZS. 48, 306—314, 1931, Nr. 8. Die mikroklimatischen Forschungen betreffen einen neuen Zweig der Klimatologie, der von deutschen wie amerikanischen Meteorologen in den letzten Jahren eifrig gefördert wurde und weiteres systematisches Studium erfordert, besonders ein solches des Einflusses der Ortslage. Mikroklimatische Forschungen sind als mikro-meteorologische anzusprechen,

nicht aber als klimatische. Sind mannigfache Typen von Ortslagen einer gewissen Region erforscht und in einer mikroklimatischen Karte zusammengetragen worden, so können sie die Grundlagen zur Ermittlung von mikroklimatischen Abweichungen bei bestimmten Wetterlagen abgeben bzw. zum Studium mikroklimatischer Besonderheiten dienen. Hierzu entwickelt Verf. seine komplexe Methode zur Erforschung der Klimate der Ortslagen und auf Wittertypen basierend zur Feststellung ähnlicher Wetterbedingungen. Verf. zeigt die Durchführung seiner Methode für die Verhältnisse an den meteorologischen Stationen bei dem Magn.-Meteorol. Observatorium in Slutzk und dem Agrarinstitut in Djetskoje Sjelo, vergleicht unter anderem deren Wittertypen und Häufigkeiten untereinander (Tabelle 1 und 3) und vermag Schlüsse zu ziehen hinsichtlich deren sekundären Wirkungen an diesen Orten.

Blaschke.

W. B. Schostakowitsch. Periodische Schwankungen in den Naturerscheinungen. Gerlands Beitr. 30, 281—335, 1931, Nr. 3/4. Der Verf. glaubt Perioden von ähnlicher Länge, wie sie die Analyse der Sonnenfleckenkurve liefert (3-, 6-, 11-, 16-, 30jährig), auch im Verlauf der Klimatelemente, Wasserstände, Bodenablagerungen der Seen, Jahresringe der Bäume, Ernteerträge, Ereignisse im Tierleben, Sterblichkeit, geophysikalischer, phänologischer, wirtschaftlicher und anderer Erscheinungen gefunden zu haben. Eine lange Liste davon wird angeführt samt Angaben über Eintrittszeit der Maxima und Minima und ihr Zusammenfallen mit den Sonnenfleckextrema. Der Verf. glaubt sogar, aus den Perioden der Jahresringe den Verlauf der Sonnenfleckperioden bis 1300 v. Chr. rekonstruieren zu können! Eine ausführliche Besprechung der Wechselbeziehungen der einzelnen Naturerscheinungen, ihrer Veränderlichkeit und ihres Zusammenhangs mit den Sonnenflecken wird gegeben.

F. Steinhäuser.

Alfred A. Robb. Anticipation of Wegener's Hypothesis. Nature 126, 841, 1930, Nr. 3187. Zwei im vorliegenden Artikel abgedruckte Figuren aus dem 1861 erschienenen populär-wissenschaftlichen Buch „The Playbook of Metals“ von J. H. Pepper stellen bis auf einige Einzelheiten eine der Wegenerschen Hypothese entsprechende Trennung des amerikanischen Kontinents von Europa-Afrika dar. Die Figuren stammen aus einem 1858 erschienenen Buch, „La Création et ses mystères dévoilés“ von A. Snider. Es ist also der Gedanke von der Kontinentalverschiebung bereits ein gutes halbes Jahrhundert vor Wegener ausgesprochen und wahrscheinlich auch diskutiert worden.

K. Jung.

S. F. Grace. The Semi-diurnal Lunar Tidal Motion of Lake Baikal and the Derivation of the Earth-tides from the Water-tides. Month. Not. 2, 301—309, 1931, Nr. 7.

Fr. Johannsen. Ingeniør C. Winsløw's teori om Jordoverfladens Udformning. Ved Planetariske Kraefter. Ingeniørvidensk. Skrifter Kopenhagen (A) 1931, Nr. 28, 26 S. (dänisch mit französischer Zusammenfassung).

H. Ebert.

Tsutomu Ogura. Peculiar faults accompanied by earthquakes. Mem. Ryojun Coll. Eng. 4, 121—125, 1931, Nr. 2B. Es werden Spalten beschrieben, die sich bei dem Kwantobeben vom 1. September 1923 und bei dem Kinosakibeben vom 23. Mai 1925 gebildet haben. Zur befriedigenden Erklärung ihrer Entstehung reicht die Kenntnis der Struktur des Untergrundes nicht aus. Es scheint, daß sich solche Spalten vorzugsweise nahe der Höhe von Hügel- und Bergzügen bilden, besonders wenn deren oberste Schicht aus nicht zu mächtigem, lockerem Material besteht.

K. Jung.

Niels Henr. Kolderup und Gerhard Krumbach. Das Nordseebeben vom 24. Januar 1927. ZS. f. Geophys. 7, 225—232, 1931, Nr. 5/6. Unter Verwendung des in der Kristallographie bekannten Wulffschen Netzes kann das Epizentrum in besonders einfacher Weise gefunden werden, wenn in drei und mehr Stationen das Beben zu gleicher Zeit registriert wurde. Das Verfahren wird auf das skandinavische Beben vom 24. Januar 1927 angewandt. Das Epizentrum dieses Bebens liegt wie das Epizentrum zweier früherer Beben am Rande der Nordischen Rinne, die als ausgeprägte Störungszone anzusehen ist. Zum Schluß werden einige Ansichten über die Tektonik der Nordischen Rinne und ihren Zusammenhang mit Erdkrustenbewegungen erörtert. *K. Jung.*

B. Brockamp. Seismische Untersuchungen auf dem Pasterzegletscher. II. ZS. f. Geophys. 7, 232—240, 1931, Nr. 5/6. Als Fortsetzung der ersten Veröffentlichung (ZS. f. Geophys. 6, 482, 1930) werden die Amplituden und Phasen der direkten P - und S -Welle, der am Gletschergrund im Eis gelaufenen U_P -Welle, der am Gletschergrund im Fels gelaufenen P' -Welle und der am Gletschergrund reflektierten R -Welle untersucht. Die Amplitudenabnahme bei P und S läßt darauf schließen, daß beide Bewegungen sich als Kugelwellen fortpflanzen. Die Amplitude von U_P ist durchweg etwa doppelt so groß wie die von P , es wird also auch die U_P -Bewegung als Kugelwelle fortgepflanzt, und wie eine einfache Rechnung zeigt, muß wegen des Amplitudenverhältnisses $U_P : P$ die nach der Laufzeit noch bestehende Möglichkeit ausgeschlossen werden, daß die U_P -Welle direkt unter der Station reflektiert wird, senkrecht wieder zur Oberfläche aufsteigt und dann denselben Weg verfolgt wie P . Die reflektierten R -Wellen zeigen vielfach ein auffallendes Amplitudenmaximum in der Entfernung, die dem Grenzwinkel der Totalreflexion entspricht, was neben der Laufzeit als Beweis für ihren Charakter angesehen werden kann. Die Perioden der P -Wellen sind im unteren Teil des Gletschers im wesentlichen konstant, im oberen Teil des Gletschers wachsen sie mit der Entfernung. Die Perioden der S -Wellen wachsen in beiden Teilen des Gletschers mit der Entfernung. Das Periodenverhältnis $S : P$ ist bei Erdbeben 1,9, bei Eisbeben 2,25, das Geschwindigkeitsverhältnis $P : S$ ist bei Erdbeben 1,8, bei Eisbeben 2,14. Das Verhältnis der Verhältnisse ist je für Erdbeben und Eisbeben nahezu dasselbe, nämlich 1,05. Die Periode der R -Welle ist von gleicher Größe wie die der P -Welle, obwohl die R -Welle einen längeren Weg durchlaufen hat. Dispersion der Eisbebenwellen wurde nicht festgestellt. *K. Jung.*

Report on proposed establishment of a Seismological Observatory at Huancayo, Peru. National Res. Counc. 1931, S. 70. Gemäß dem Beschluß der American Geophysical Union wird in Huancayo in Peru eine Erdbebenstation errichtet, um in Verbindung mit den anderen amerikanischen Stationen die Beben der Landenge von Panama genauer als bisher untersuchen zu können. *W. Schneider.*

Frank Neumann. Memorandum on the New York earthquake of April 20, 1931. National Res. Counc. 1931, S. 78. Ein ganz kurzer Bericht über das New Yorker Erdbeben vom 20. April 1931. *W. Schneider.*

Katsutada Sezawa. On the Transmission of Seismic Waves on the Bottom Surface of an Ocean. Bull. Earthq. Res. Inst. 9, 115—143, 1931, Nr. 2. Der Verf. geht von den allgemeinen Differentialgleichungen der Elastizitätstheorie für feste und flüssige Körper aus. Durch Einführung entsprechender Grenzbedingungen in der Lösung dieser Gleichungen untersucht er, ob und welchen Einfluß die Wassermassen der Ozeane auf die seismischen Wellen haben, die sich in den oberen Schichten des Untergrundes der Ozeane ausbreiten. Die aus-

geführten Rechnungen haben bemerkenswerte Ergebnisse geliefert, von denen einige hier mitgeteilt werden. Die Zähigkeit des Wassers hat keinen Einfluß auf Rayleighwellen. Die Kompressibilität des Wassers hat nur einen Einfluß auf die Bewegung des überlagerten Wassers. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen ist von der Wellenlänge abhängig. Es gibt keine allgemein gültige Geschwindigkeit. Für lange Wellen ist das Verhältnis der horizontalen Verrückung zu der der vertikalen größer als bei gewöhnlichen Rayleighwellen. Kurze Wellen verhalten sich umgekehrt. Die Bewegung der Wasserteilchen erfolgt im wesentlichen in vertikaler Richtung. *W. Schneider.*

Mishio Ishimoto. Étude préliminaire sur l'accélération des séismes. Bull. Earthq. Res. Inst. 9, 159—167, 1931, Nr. 2. Für das Studium der Wirkung von Erdbeben auf Bauwerke ist es wichtig, die auftretenden Beschleunigungen genau zu kennen. Die Genauigkeit, die man bei Verwendung der gewöhnlichen Seismographen erzielt, reicht vielfach nicht aus, weil die Periode, die bei der Berechnung der Beschleunigung mit dem Quadrat eingeht, nicht genau genug ermittelt werden kann. Dann aber ist es auch oft sehr mühsam, aus einem Seismogramm die maximale Beschleunigung zu bestimmen, weil sie nicht immer mit der maximalen Amplitude des Seismogramms zusammenfällt. Um diesen Mängeln aus dem Wege zu gehen, hat der Verf. einen neuen Apparat konstruiert. Der Verf. geht von der Gleichung $M\ddot{y} + 2E\dot{y} + ky = -M\ddot{x}$ aus. y ist die Bewegung der Masse M relativ zum Erdboden und x ist die Bewegung des Erdbodens. Die Gleichung zeigt, daß unter dem Einfluß der Beschleunigung des Erdbodens die Masse M dieselbe Bewegung (y) ausführt wie unter einer gleich großen Beschleunigung, die aber direkt an der Masse angreift. Setzt man $k/M = n^2$ und $\ddot{x} = ap^2 \sin pt$,

so ist für $n \gg p$ $y = \frac{ap^2}{n^2} \sin pt + \text{ein Glied, das die Eigenperiode des Pendels enthält.}$ Man sieht also weiter, daß es möglich ist, die Beschleunigung durch Messung der Bewegung der Masse zu ermitteln, wenn nur die Eigenperiode des Pendels unschädlich gemacht wird. Unter diesen Gesichtspunkten hat der Verf. einen Apparat konstruiert. Die Eigenperiode beträgt 0,1 sec; die Vergrößerung beträgt 1700. Als Dämpfung wurde eine Öldämpfung verwendet. Die Eichung wurde folgendermaßen ausgeführt: An der Masse des Pendels wurde das eine Ende eines elastischen Fadens befestigt, und an dem anderen Ende wurden bei gespanntem Faden sinusförmige Bewegungen ausgeführt. Diese sinusförmigen Bewegungen waren stets von gleicher Amplitude; dagegen wechselte die Periode. Die abgebildete Eichkurve verläuft bei Perioden von ungefähr 0,3 bis 1,3 sec horizontal. Wie bei diesem Verfahren die an der Masse auftretenden Beschleunigungen ermittelt wurden, ist nicht näher angegeben. Neben der angeblich genaueren Bestimmung der Beschleunigung haben die mit dem vom Verf. konstruierten Apparat ausgeführten Registrierungen gezeigt, daß die Diagramme ganz verschieden sind, je nach der Gegend, in der ein Beben stattfindet. Es gibt Beben, bei denen die S -Phase nur aus einer Schwingung besteht. Dagegen besteht bei anderen Beben diese Phase aus einer großen Anzahl Schwingungen. Diese sehr deutlich hervortretende Verschiedenheit in der Struktur der Diagramme ermöglicht es, die ungefähre Lage des Herdes der Beben ohne weiteres anzugeben. Der Verf. führt die Verschiedenheit der Struktur der Diagramme auf die Verschiedenheit der Zusammensetzung der von den Wellen durchlaufenen Schichten zurück. Einige der gewonnenen Diagramme sind in einer Tafel zusammengestellt. *W. Schneider.*

Wiu Inouye and Tomonori Sugiyama. On Sound Phenomena of the Idu Earthquake of Nov. 26th 1930. Bull. Earthq. Res. Inst. 9, 168—176, 1931,

Nr. 2. Bei dem Idu-Erdbeben am 26. November 1930 wurde ein interessantes akustisches Phänomen beobachtet. Es handelt sich hier nicht um die gewöhnlichen Geräusche, die in der Nähe des Epizentrums bei jedem Erdbeben auftreten, sondern um Geräusche, die weit ab vom Epizentrum nach dem Eintreffen der Erderschütterungen zu hören waren. Die Verf. haben daraufhin Lehrer in den betreffenden Gegenden um Auskunft gebeten, ob und gegebenenfalls zu welcher Zeit sie Geräusche bei dem Erdbeben gehört haben. 102 Antworten sind eingegangen. Aus diesen Antworten kann man ersehen, daß im Nordosten vom Epizentrum in einer Zone von 120 bis 170 km und im Westen in einer Zone von 160 bis 300 km Entfernung vom Epizentrum die Geräusche aufgetreten sind. Die Geräusche ähnelten dem Donner beim Gewitter. Die Verf. nehmen an, daß es sich um eine anormale Schallausbreitung vom Epizentrum aus handelt. Die ermittelten Geschwindigkeiten liegen zwischen 240 und 310 m/sec. Wegen des noch lückenhaften Beobachtungsmaterials kann nicht näher auf die Erscheinung eingegangen werden. Eine Wetterkarte sowie eine Tabelle über die Wind- und Temperaturverhältnisse in der Atmosphäre zur Zeit des Erdbebens sind der Arbeit eingefügt.

W. Schneider.

Seiti Yamaguti. Relation between Tidal Phases and the Earthquakes. Bull. Earthq. Res. Inst. Tokyo 8, 393—408, 1930, Nr. 4. Bei den meisten der bisherigen Untersuchungen über den Zusammenhang zwischen Gezeiten und dem Verlauf von Erdbeben ist auf die Lage der Epizentren nicht genügend geachtet worden. Man hat vielfach die an irgendeinem Ort gefühlte Erschütterung mit der jeweiligen Stellung des Mondes verglichen. Die vorliegende Arbeit ist gemacht worden, um die Frage zu klären, ob zwischen den Gezeiten und den Nachbeben, die jedem zerstörenden Beben folgen, Zusammenhänge bestehen. Die Nachbeben, deren Epizentrum genügend genau bekannt ist, werden hier nicht in bezug auf die Stellung des Mondes gesetzt, sondern der Verlauf der Beben wird mit dem in der Nähe des Epizentrums direkt registrierten Verlauf der Gezeiten verglichen. Die Untersuchungen erstrecken sich auf das Kwanto-Erdbeben vom 1. September 1923, das Tango-Erdbeben vom 7. März 1927, das Tazima-Erdbeben vom 23. Mai 1925 und das Omati-Erdbeben vom 11. November 1918. Für die hauptsächlichsten Nachbeben scheint ein Häufigkeitsmaximum 2 Stunden vor Niedrigwasser, ein zweites Maximum 2 oder 3 Stunden vor Hochwasser und ein Minimum zur Zeit des Hochwassers zu bestehen.

W. Schneider.

M. Ishimoto et R. Takahasi. Séismes d'Itô et l'observation sur les variations de l'inclinaison de la surface terrestre. Bull. Earthq. Res. Inst. Tokyo 8, 427—458, 1930, Nr. 4 (japanisch mit französischer Zusammenfassung). Mitte März 1930 ist je ein Paar Klinographen (gebaut nach Angaben von Prof. Ishimoto) in den Städten Itô und Kawana aufgestellt worden, um die Neigungen der Erdkruste zu messen. Die Klinographen in Itô gaben für 1 sec Boden-neigung 1 cm Ausschlag. Die Empfindlichkeit der Klinographen in Kawana war doppelt so groß. Die Registrierungen vom 12. März bis 31. Mai 1930 sind wiedergegeben. Sie zeigen, daß in den Perioden, in denen sich die Neigungen der Erdkruste stark ändern, die Erdbeben-tätigkeit besonders stark ist. Weiter haben die Registrierungen ergeben, daß zu den Zeiten starker Erdbeben die Neigung der Erdkruste immer in denselben Richtungen fortschreitet. So sind starke Erdbeben in Itô mit einem Fortschreiten der Neigung der Erdkruste nach Osten oder Süden verbunden. In Kawana schreitet in Perioden starker Erdbeben die Neigung der Erdkruste nur in einer Richtung fort und zwar nach Osten. Die Ergebnisse der Messungen sind in Tabellen und graphischen Darstellungen übersichtlich zusammengestellt.

W. Schneider.

Harold Jeffreys. The Times of P and S at Short Epicentral Distance. Month. Not. Geophys. Suppl. 2, 399—407, 1931, Nr. 8. In einer früheren Untersuchung über Einsatzzeiten von Erdbebenwellen (Month. Not. 2, 329—349, 1931) hat der Verf. Korrekturen für die bis dahin geltenden Einsatzzeiten abgeleitet. Diese Korrekturen gelten aber nur für Herdentfernungen größer als 25° . In der vorliegenden Arbeit werden nach der früheren Untersuchungsmethode auch die Korrekturen der Einsatzzeitkurven für Herdentfernungen, die kleiner als 25° sind, abgeleitet. Für Herdentfernungen (Δ) größer als 25° hatte der Verf. in seiner früheren Arbeit die folgenden Formeln gewonnen:

$$\left. \begin{aligned} T_P &= 14,30 \Delta - 1,00 (\Delta/10)^3 \\ T_S &= 25,70 \Delta - 1,80 (\Delta/10)^3 \end{aligned} \right\} \text{ für } \Delta > 25^\circ.$$

Für Herdentfernungen kleiner als 25° gelten nach der vorliegenden Arbeit:

$$\left. \begin{aligned} T_P &= 14,30 \Delta - 2,00 (\Delta/10)^3 \\ T_S &= 25,70 \Delta - 3,50 (\Delta/10)^3 \end{aligned} \right\} \text{ für } \Delta < 25^\circ.$$

In diesen Formeln ist der Koeffizient des kubischen Gliedes ungefähr doppelt so groß wie in den vorhergehenden Formeln. Bei den Stationen für $\Delta < 25$ folgen in einem Intervall von etwa 8 sec den P - und S -Wellen oft neue Einsätze. Es scheint, daß diese Einsätze vielfach als S -Wellen angesprochen worden sind. Der Verf. vermutet in diesen Einsätzen Reflexionen an den oberen Schichten der Erdkruste.

W. Schneider.

F. J. Searse. The Reflected Waves from Deep Focus Earthquakes. Proc. Roy. Soc. London (A) 132, 213—235, 1931, Nr. 819. Im allgemeinen liegt bei Erdbeben der Herd nicht mehr als 40 km unter der Erdoberfläche. Es sind aber hier und da Beben beobachtet worden, deren Diagramme man gut unter der Annahme einer Herdtiefe von einigen hundert Kilometern, einer anormalen Herdtiefe, deuten konnte. In der vorliegenden Arbeit untersucht der Verf. zunächst, wie sich eine anormale Herdtiefe in den Aufzeichnungen eines Bebens bemerkbar machen kann. Es seien Strahlen betrachtet, die auf ihren Wegen eine einmalige Reflexion an der Erdoberfläche erleiden. Die physikalische Natur dieser Strahlen soll durch die Reflexion nicht geändert werden. Jeder der Strahlen ist also auf seinem ganzen Wege entweder longitudinal oder transversal. Für solche Strahlen gilt folgendes: Befindet sich der Herd des Bebens an der Erdoberfläche, so liegt der Reflexionspunkt (der Punkt an dem die Reflexion an der Erdoberfläche stattfindet) in der halben Epizentraldistanz der Beobachtungsstation. Liegt aber der Herd unter der Erdoberfläche, so werden bei einer Epizentraldistanz unter einem von der Herdtiefe abhängigen Werte keine Reflexionen aufgezeichnet werden. Wird dieser von der Herdtiefe abhängige Wert der Epizentraldistanz überschritten, dann werden zwei reflektierte Strahlen eines jeden Typus (also zwei longitudinale bzw. zwei transversale) auftreten. Der eine von diesen nimmt einen Weg, der nur wenig abweicht von dem bei einem Beben normaler Herdtiefe auftretenden PP - bzw. SS -Strahl. Der Verf. bezeichnet ihn deshalb ebenfalls mit PP bzw. SS . Der andere Strahl dagegen nimmt einen kürzeren Weg und wird mit pP bzw. sS bezeichnet. Betrachtet man einmalig reflektierte Wellen, die bei der Reflexion eine Änderung ihrer physikalischen Natur erfahren, so treffen an einem Punkte mit genügender Epizentraldistanz vier solcher Wellenzüge ein und zwar zwei PS - und zwei SP -Wellen. Die beiden Wellen vom gleichen Typus unterscheiden sich wieder durch die Länge ihrer Wege. Es ist aber hier so, daß die Laufzeit der Wellen, die den längeren Weg zu machen haben, auch nicht mehr angenähert

mit der der *PS*- bzw. *SP*-Wellen von Beben normaler Herdtiefe übereinstimmt. Um die beiden Wellen vom gleichen Typus zu unterscheiden, wird die Welle, die auf dem längeren Wege die Beobachtungsstation erreicht, mit *PS* bzw. *SP* bezeichnet. Die Welle des kürzeren Weges wird durch *pS* bzw. *sP* gekennzeichnet. Um die Laufzeiten der einzelnen Phasen bei einem Erdbeben mit anormaler Herdtiefe zu bestimmen, verwendet der Verf. die von Knott (Proc. Edinburgh **39**, 157, 1929) berechneten Tabellen. Eine ist hier wiedergegeben. Die Laufzeiten

r Erdradius = 1	θ Grad	Laufzeit Sek.
1,00	0	0
0,97	2,4	43
0,94	6,9	103
0,935	9,7	136
0,94	12,5	169
0,97	17,0	228
1,00	19,4	271

sind aus den durch Beobachtungen bei Beben mit normaler Herdtiefe gewonnenen Geschwindigkeiten berechnet. Die ersten beiden Spalten geben die Lage eines Punktes in Polarkoordinaten an. In der dritten Spalte ist angegeben, in welcher Zeit ein *P*-Strahl mit dem Emergenzwinkel $48^{\circ} 41'$, der von einem Punkte der Erdoberfläche ($r = 1$, $\theta = 0^{\circ}$) ausgeht, einen anderen durch Polarkoordinaten gekennzeichneten Punkt erreicht. Z. B. wird der Punkt ($r = 0,97$, $\theta = 2,4^{\circ}$) nach 43 sec erreicht. Umgekehrt wird bei einem Erdbeben, dessen Herd $0,03 r$ unter der Erdoberfläche liegt, der betreffende *P*-Strahl in 43 sec die Erdoberfläche in einer Epizentraldistanz von $2,4^{\circ}$ erreichen. Weiter ist mit Hilfe von einfachen geometrischen Überlegungen aus der Tabelle zu ersehen, daß derselbe Strahl, an der Erdoberfläche reflektiert, nach insgesamt $43 \text{ sec} + 271 \text{ sec}$ in einer Epizentraldistanz von $2,4^{\circ} + 19,4^{\circ}$ die Erdoberfläche ein zweites Mal erreichen wird. Entsprechend kann man bei jedem einzelnen Strahl und jeder beliebigen Herdtiefe verfahren und erhält so die Laufzeiten für die einzelnen Phasen eines Bebens mit anormaler Herdtiefe. Der Verf. hat auf diese Weise die Laufzeiten der *pP*-, *sS*-, *pS*-, *sP*-Wellen berechnet und zwar für Herdtiefen von $0,03$, $0,06$ und $0,09 r$. Die Ergebnisse sind in Tabellen zusammengefaßt. Weiter ist die Abhängigkeit der Epizentraldistanz des Reflexionspunktes von der Epizentraldistanz der Beobachtungsstation graphisch dargestellt und zwar, unter der Annahme von Herdtiefen von $0,03$, $0,06$ und $0,09 r$, für die *pP*-, *sS*-, *pS*-, *sP*-, *PS*- und *SP*-Strahlen. Unter Reflexionspunkt ist derjenige Punkt der Erdoberfläche zu verstehen, an dem die Reflexion eines an der Beobachtungsstation empfangenen Strahles stattgefunden hat. Die Laufzeiten der durch den Erdkern gehenden oder ihn berührenden Strahlen werden ebenfalls für verschiedene Herdtiefen untersucht. Der Verf. hat nun in den Diagrammen einer Reihe von Beben Einsätze gefunden, deren Laufzeiten mit denen der zusätzlichen Phasen, die nach seinen Untersuchungen bei anormaler Herdtiefe auftreten müssen, übereinstimmen. Die berechneten und beobachteten Laufzeiten sind für 14 Beben sowohl in einer Tabelle als auch graphisch dargestellt. Die berechneten Laufzeiten stimmen mit den beobachteten gut überein. Die Herdtiefen für die 14 untersuchten Beben liegen zwischen $0,01$ und $0,06 r$. Einige Beben diagramme sind der Arbeit eingefügt. Die Amplituden der Oberflächenwellen sind bei Beben mit anormaler Herdtiefe außerordentlich klein. Dieses stimmt mit den theoretischen Untersuchungen von Jeffreys überein.

W. Schneider.

I. Lehmann. Die Bedeutung der Europäischen Stationsgruppe für die Bestimmung von seismischen Laufzeitkurven. Verh. d. Balt. Geod. Komm. 1931, S. 192—212. Die Abhandlung ist die Wiedergabe eines Vortrages vor der Baltischen Geodätischen Kommission. Zunächst wird eine allgemeine Übersicht über die Ermittlung von Laufzeitkurven und deren Bedeutung für die Erforschung des Erdinnern gegeben. Es wird gezeigt, daß bei den großen Beben, die sich oft in unbewohnten Gegenden ereignen, das Epizentrum nicht genügend genau bestimmt werden kann. Die Laufzeitkurven aller Phasen sind deshalb auch mit Fehlern behaftet. Es kommt noch hinzu, daß mit Ausnahme der *P*- und *S*-Wellen die einzelnen Phasen meistens nicht genügend genau erkannt werden können. Dieses trifft besonders für die durch den eigentlichen Erdkern laufenden Wellen zu. Die Laufzeiten dieser Wellen sind deshalb besonders ungenau. Die Verf. hat deshalb eine Methode ausgearbeitet, die ohne genaue Kenntnis des Epizentrums Laufzeitkurven aufzustellen erlaubt. Sie geht dabei von folgendem Gedanken aus: Die Erdbebenstationen liegen nicht gleichmäßig verteilt auf der Erde, sondern sie sind in Gruppen zusammengefaßt; so haben wir die europäische, die japanische und nordamerikanische Gruppe. Diese gruppenweise Verteilung der Erdbebenstationen begünstigt die Bestimmung der Neigung der Laufzeitkurven. Hierzu ist die genaue Kenntnis der Epizentralzeit und des Epizentrums nicht nötig. Die Verf. hofft, sobald genügend Beben bearbeitet sind, aus den Neigungen die Laufzeitkurve genauer bestimmen zu können als es bisher der Fall gewesen ist. Die Bestimmung der Neigung der Laufzeitkurven hat aber noch einen anderen Vorteil. Man muß nämlich hierzu die Einsatzzeiten einer Phase bei vielen Stationen, die nicht allzu weit auseinander liegen, bestimmen. Der Vergleich aber von Diagrammen vieler Stationen, die nahe beieinander liegen, erlaubt eine sichere Identifizierung der einzelnen Phasen; denn ein Einsatz kann nur dann sicher als eine bestimmte Phase angesprochen werden, wenn er auf allen in der Nähe aufgenommenen Diagrammen ersichtlich ist. Die Verf. gibt Abbildungen von Diagrammen verschiedener Stationen, aus denen man das mit der Epizentralentfernung zusammenhängende Auseinandergehen bzw. Zusammenziehen der einzelnen Phasen sehr schön sehen kann. Auf diese Weise hat die Verf. eine bisher unbekannt gebliebene Phase entdeckt. Dagegen konnten Phasen, die von Gutenberg angegeben worden sind, nicht aufgefunden werden. Die Verf. wünscht, daß nach ihrer Methode das umfangreiche seismische Beobachtungsmaterial ausgewertet wird, weil dadurch eine viel bessere Ausnutzung möglich ist. *W. Schneider.*

Robert Stoneley. The Thickness of the Continental Layers of Europe. Month. Not. 2, 429—433, 1931, Nr. 8. In einer früheren Arbeit hat der Verf. versucht, aus der Geschwindigkeit der Lovewellen mit bestimmter Periode die Dicke der Granitschicht der Erdkruste zu bestimmen. Diese Arbeit erfährt durch die vorliegende eine Erweiterung. Die Schwierigkeit in der Bestimmung der Geschwindigkeit der Lovewellen liegt vor allem darin, daß man sie im Seismogramm nicht immer genau genug erkennen kann. Von den vielen vorhandenen Seismogrammen eignen sich nur recht wenige für solche Untersuchungen. Es kommen nur solche Seismogramme in Frage, die auf Stationen erhalten worden sind, die vom Herd aus genau in einer der vier Himmelsrichtungen liegen. Von solchen Seismogrammen hat der Verf. nur zwei gefunden, in denen die Lovewellen praktisch vollkommen von den Rayleighwellen getrennt sind. Es sind dieses die Diagramme des Kerr-Observatoriums von den Beben am 1. Juli 1926 auf 3° 0' südl. Breite und 100° 9' östl. Länge und am 9. Mai 1927 auf 28° 5' nördl. Breite und 56° 0' östl. Länge. Die aus den Seismogrammen für die einzelnen Perioden gewonnenen Gruppengeschwindigkeiten der Lovewellen sind in Tabellen zusammen-

gefaßt. Die Gruppengeschwindigkeit nimmt mit der Periode ab. Der Verf. hat z. B. für eine Periode von 107 sec eine Geschwindigkeit von 4,11 km/sec und für eine Periode von 32 sec 3,30 km/sec gefunden. Die Gruppengeschwindigkeiten der Lovewellen, die größer als 3,7 km/sec sind, führen zu einer Dicke der Granitschicht von 12 km. Wenn die Gruppengeschwindigkeiten unter 3,5 km/sec bei der Bestimmung der Schichtdicke mitverwendet werden, ergibt sich eine Schichtdicke des Granits von 13 km.

W. Schneider.

Ernest Tillotson. On an Earthquake near Imotski, Yugoslavia, 1923 March 15. Month. Not. Geophys. Suppl. 2, 416—429, 1931, Nr. 8. Die Koordinaten des Erdbebens vom 15. März 1923 in der Nähe von Imotski in Jugoslawien sind $\varphi = 43^{\circ} 7,8'$ nördlicher Breite und $\lambda = 16^{\circ} 17,4'$ östlicher Länge. Für das Studium dieses Bebens sind soviel Seismogramme, wie nur irgend möglich für die Herdentfernungen $\Delta < 20^{\circ}$ zu erhalten waren, verwendet worden. Die Einsätze der P -, P^* -, Pg -, S -, S^* - und Sg -Wellen konnten alle in den Seismogrammen erkannt werden. Ferner konnte die longitudinale Welle P_s , die nach Jeffreys durch die Sedimentschicht gelaufen ist, gefunden werden. Neu entdeckt hat der Verf. die der P_s -Phase entsprechende transversale Welle S_s . Der Verf. hat für die verschiedenen Wellen Gleichungen der Laufzeiten aufgestellt. Die Laufzeiten aller Wellen gehorchen Gleichungen von der folgenden Form: $T = t_0 + \Delta/V - a\Delta^3$. Aus den verschiedenen Werten von t_0 wurden die Dicke der verschiedenen Schichten und die Tiefe des Herdes berechnet. Die Dicke der Sedimentschicht ergab sich zu 4 km und die der Granitschicht zu 13 km. Die Tiefe des Herdes, gerechnet vom oberen Beginn der Granitschicht, wurde zu 12 km bestimmt. Die Energie des Bebens betrug der Größenordnung nach 10^{21} Erg. Die Verhältnisse der longitudinalen Wellen zu den entsprechenden transversalen sind: $P/S = 1,79$, $P^*/S^* = 1,72$, $Pg/Sg = 1,63$, $P_s/S_s = 1,51$. Die Einsatzzeiten der P - und S -Wellen genügen den folgenden Gleichungen $T_P = 14,24 \Delta - 1,00 (\Delta/10)^3$, $T_S = 1,5 + 25,54 \Delta - 1,00 (\Delta/10)^3$. Diese Gleichungen weichen von den von Jeffreys für $\Delta < 25^{\circ}$ angegebenen ab. Die hauptsächlichsten Differenzen liegen in den Koeffizienten der kubischen Glieder und in dem Auftreten eines absoluten Gliedes in der für T_S gültigen Gleichung. Dieses absolute Glied fehlt bei Jeffreys. Der Koeffizient des kubischen Gliedes in der Gleichung für T_P ist von Jeffreys doppelt so groß wie von dem Verf. angegeben worden, und der Koeffizient des kubischen Gliedes in der Gleichung für T_S ist bei Jeffreys 3,50 gegenüber 1,00 in den hier mitgeteilten Gleichungen.

W. Schneider.

Harry Fielding Reid. The origin of earthquake-waves. National Res. Counc. 1931, S. 67—70. Die Beobachtungen haben ergeben, daß die Laufzeitkurve der Oberflächenwellen nicht durch den Nullpunkt geht. Sie bildet vielmehr die Tangente an die Laufzeitkurve der transversalen Wellen. Hieraus hat man gefolgert, daß Oberflächenwellen durch Transversalwellen entstehen. Die vorliegende Arbeit ist ein Beitrag zu dem noch nicht befriedigend geklärten Problem der Entstehung der Oberflächenwellen. Die Transversalwellen werden nach Ansicht des Verf. unmittelbar durch Erdbeben hervorgerufen. Die longitudinalen Wellen können auch durch Reflexion der Transversalwellen an der Erdoberfläche hervorgerufen werden. Auf die Frage der Entstehung der longitudinalen Wellen geht der Verf. nicht näher ein, weil er das an Hand des jetzigen Beobachtungsmaterials für verfrüht hält.

W. Schneider.

G. L. Hosmer. Report of progress on accelerometer for recording earthquake-shocks. National Res. Counc. 1931, S. 70—71. Um die bei einem

Erdbeben in der Nähe des Epizentrums auftretenden Beschleunigungen zu messen, ist ein Instrument gebaut worden, das dem von Wood-Anderson konstruierten Torsionspendel gleicht. An einem gespannten Faden ist ein kleiner Zylinder, die träge Masse, exzentrisch aufgehängt. Die Eigenperiode beträgt 0,05 sec. Die Dämpfung ist eine elektromagnetische. Die Schwingungen des Aufhängefadens, die den Schwingungen einer Violine saite gleichen, werden durch zwei ölgetränkte Filzstückchen gedämpft. Ein Filzstückchen ist oberhalb, das andere unterhalb der trägen Masse angebracht.

W. Schneider.

William Bowie. Geodetic work lays the basis for study of earth-movements. National Res. Counc. 1931. S. 65—66. Um die Bewegungen der Erdkruste, die durch Erdbeben verursacht werden, festzustellen, ist es notwendig, vor und nach dem Beben Triangulationen und Nivellements auszuführen. Der Verf. berichtet über das Programm dieser Arbeiten in dem letzten Jahre und hofft, daß diese geodätischen Arbeiten auch in Zukunft in den Vereinigten Staaten gefördert werden.

W. Schneider.

Roy W. Goranson. Solubility of water in granite magmas. National Res. Counc. 1931. S. 183 (Abstract). Auf Grund der Theorie der Abspaltung flüchtiger Bestandteile aus magnetischen Gesteinen und deren Bedeutung in der Vulkanologie, von denen Wasser wiederum die größte Bedeutung besitzt, wurde die Löslichkeit des Wassers in Granit unter einem Druck von 500 bis 4000 Atm. bei 900° und von 1000 Atm. in Abhängigkeit von der Temperatur von 600 bis 1200° C gemessen. Wasser und Granit wurden in verschlossenen Platin kapseln in Hochdruckautoklaven erhitzt, der Druck durch Aufpressen von Kohlendioxyd, die Reaktionstemperatur durch innere Widerstandsheizung erzielt. Nach zweistündiger Versuchsdauer, während der sich das Gleichgewicht der Wasseraufnahme des Granits eingestellt hatte, wurde schnell abgekühlt und die aufgenommene Menge Wasser durch Wägen des Granits festgestellt. Die Löslichkeit des Wassers in Granit wurde bei 900° C und 500, 1000, 2000, 3000 und 4000 Atm. zu 3,75, 5,75, 8,15, 8,90 und 9,35 Gew.-% bestimmt. Bei 1000 Atm. und 800° lösen sich 6,0%, bei gleichem Druck und 1200° 5,4%. Daraus wird geschlossen, daß Ryolithgesteine unter keinen Bedingungen mehr als 10% Wasser aufzunehmen vermögen und bereits Wassergehalte von 8 bis 10% sehr selten sind.

Brückner.

A. Lacroix. Les tectites des Philippines. C. R. 193, 265—267, 1931, Nr. 5. Eine kürzlich von Manuel Selga veröffentlichte Monographie der Meteoriten der Philippinen deutete auf Tectite von Manila, die von H. Otley Beyer entdeckt und nach der Provinz Rizal als Rizalite bezeichnet wurden (sie benannte Franz Ed. Suess als Tectite). Gesammelt wurden diese Tectite in der Nähe von Rosario, im Süden der Insel Manila; beschrieben hat sie Lacroix als schwarz, von einem grünlichen Braun in durchsichtigen winzigen Splintern. Dieses Glas ist frei von Kristalliten und unterscheidet sich nicht von demjenigen der indochinesischen Tectite. Die beobachteten Stücke enthielten keine großen Gasblasen, ihre Oberfläche Höhlungen als Folgen von Korrosion und größtenteils (in Prozenten) SiO₂ (71,64), Al₂O₃ (12,53), FeO (5,32), MgO (2,79), CaO (3,42), Na₂O (1,21), K₂O (2,28), TiO₂ (0,98), H₂O (0,19) und MnO (0,10). Auf die Analysen der anderen Tectite (Dan-kia in Annam, Malaisie, Tutong auf N. Borneo und Billiton) sei in der Arbeit verwiesen.

Blaschke.

G. Krumbach. Seismogrammformen und Vorgänge im Herdgebiet. Gerlands Beitr. 30, 351—365, 1931, Nr. 3/4. Ausgehend von der Beobachtung, daß vielfach Beben ein und desselben Herdes Seismogrammformen gleichen Typs auch an verschiedenen Stationen erzeugen, kommt der Verf. zu der Frage, was eigentlich die den Seismogrammtyp bestimmenden Faktoren sind. Vorgänge im Herdgebiet, individueller Wellenweg, Stationsuntergrund bieten sich hier zur Diskussion. In Verbindung mit diesem Problem werden die Untersuchungen von M. Hasegawa über Bodenverrückungen bei verschiedenen Bebenmechanismen und Untersuchungen über tiefe Beben (durch K. Wadati, H. H. Turner, S. W. Visser, den Verf. u. a.) besprochen. Bei der Behandlung des Auslösungsvorgangs kommt der Verf. (worauf auch der Ref. seinerzeit hingewiesen hat) zu dem Resultat, daß „nicht ein Dislokationsvorgang die primäre Ursache für die Auslösung der Beben sein könnte“. Die Existenz von Herden mit 300 bis 400 km Tiefe zeigt, daß die allgemein noch angenommenen oberflächlich geologischen Erklärungen nicht hinreichen. Es ist wahrscheinlicher, daß thermodynamische Prozesse bebenerzeugend wirken und daß diese primären Beben dann Dislokationsbeben zur Folge haben. (Ref. hat seinerzeit auch die Vermutung ausgesprochen, daß z. B. Nachbeben eine prinzipiell kleinere Herdtiefe zukommen dürfte als dem Hauptbeben.) Verf. meint, sicher mit Recht, daß in den Untersuchungen der Vorgänge im Herde noch ein gut Stück Zukunft seismischer Forschungs-Arbeit liegt.

Conrad.

D. Di Filippo. Le formule de Biot-Mollweide e di Pinto in confronto coi valori degli elementi magnetici della Somalia. Lincei Rend. (6) 13, 186—190, 1931, Nr. 3. Der Verf. prüft die Formeln von Biot-Mollweide und Pinto für die Inklination und die totale magnetische Intensität an den von Palazzo im Jahre 1926 im italienischen Somaliland ausgeführten Messungen. Die berechneten Inklinationen weisen den beobachteten gegenüber Abweichungen von 1° bis 3° 44' auf, wobei die Übereinstimmung mit Annäherung an den magnetischen Äquator besser wird. Die nach den genannten Formeln aus den verschiedenen Beobachtungen für den magnetischen Äquator berechnete Intensität erweist sich als nicht konstant, wie es beim Zutreffen der Formeln sein müßte, wobei sich die Formel von Pinto nicht als überlegen zeigt.

K. Przibram.

H. B. Maris. Annual variations in magnetic storms. Phys. Rev. (2) 37, 1680—1681, 1931, Nr. 12. (Kurzer Sitzungsbericht.) Eine neue Liste der magnetischen Stürme der Jahre 1839 bis 1930 zeigt eine jährliche Schwankung der Häufigkeit der Störungen mit zwei gleichen Maxima von etwa einer Woche nach den Äquinoktien und zwei gleichen Minima bei den Solstitien. Das Verhältnis beider ist nahezu 2 : 1. Die Verteilung der Frequenz F wird annähernd durch die Gleichung $F = k(3 + \cos 2\theta)$ gegeben, wo θ die Stellung der Sonne in der Ekliptik ist. Drei Sturmgruppen, die jährlich wiederkehren, unterbrechen die normale Verteilung. Die erste 1840 bis 1865 hatte ein Maximum am 20. Februar, die zweite Gruppe begann am 10. April 1854 und dauerte mit zweijähriger Periode bis 1875. Die dritte Gruppe begann am 16. Mai 1913 und dauert heute noch unverändert an. Die Änderungen von maximaler zu minimaler Häufigkeit werden als Folge dreier Wirkungen erklärt. Die ultraviolette Strahlung, von der angenommen wird, daß sie aus der Sonnenbreite kommt, in der die Sonnenflecken beobachtet werden, nimmt an Stärke in dem Maße zu, in dem die Erde ihre Sonnenbreite vergrößert. Das sollte 10% Änderung der Stromstärke hervorrufen. Ausdehnung der oberen Atmosphäre infolge Erhitzung durch die Sonnenstrahlung, die die Stürme hervorruft, verschiebt die leitende Heavisideschicht durch das Magnetfeld der Erde mit einem Dynamoeffekt, der um etwa 15% von Tag- und

Nachtgleiche bis zur Sonnenwende abnimmt. Winde, die vom Tage zur Nacht hinwehen, haben einen maximalen Dynamoeffekt durch Mitführung elektrischer Ströme bei Tag- und Nachtgleiche.

Güntherschulze.

D. L. Hazard. Magnetic work of the United States Coast and Geodetic Survey, 1930—31. National Res. Counc. 1931, S. 93—95. Die Hauptarbeit der magnetischen Vermessungen wurde in den letzten Jahren der Einrichtung von Wiederholungsstationen gewidmet. Die Tabellen der Säkularvariation sind bis 1930 vervollständigt worden und eine Isogonenkarte ist in Vorbereitung. Die Entwicklung des magnetischen Stationsnetzes wird geschildert und ein Plan für den weiteren, den Zeitverhältnissen entsprechenden Ausbau aufgestellt. An den geodätischen Stationspunkten erster und zweiter Ordnung sollen aus zweckmäßigen Gründen zugleich magnetische Stationen eingerichtet werden. In einem zweiten Abschnitt werden die Observatorien aufgezählt und die vorhandenen Apparate, insbesondere die Neuerungen an diesen, besprochen. Weitere Abschnitte behandeln die Zusammenarbeit mit anderen Instituten und den Nachrichtendienst. Am Schluß wird mitgeteilt, daß die Resultate der Feldstationen jährlich veröffentlicht werden. Die Resultate der Observatorien sind bis 1924 veröffentlicht und für 1925/26 in Vorbereitung. Einzelveröffentlichungen bis 1930 sind mit kurzer Inhaltsangabe angefügt.

Schmerwitz.

J. A. Fleming. Field- and laboratory-investigations of the Carnegie Institution of Washington. National Res. Counc. 1931, S. 95—100. Die Veröffentlichung enthält in mehreren Abschnitten zusammengestellt die Laboratoriums- und Feldforschung des Carnegieinstituts in Washington. Der erste Abschnitt: Magnetische Störungen und tägliche Variationen berichtet über die Weiterführung der Anwendung der stereographischen Projektion von Peters auf die Untersuchung magnetischer Störungen und ihre Beziehungen zum Sonnenzustand. Weitere Untersuchungen von Wallis befassen sich mit der geographischen Verteilung magnetischer Störungen. Von Fiste werden Studien über die Beziehungen zwischen Sonnentätigkeit und der magnetischen Säkularvariation mitgeteilt. Brauchbare Methoden und Formeln für eine Messung der magnetischen Aktivität sind von Duvall in Bearbeitung. Der zweite Abschnitt: Atmosphärische Elektrizität beginnt mit einer Erörterung von Gish und Wait über die Dauerregistrierungen des Luftpotentials und deren Leitfähigkeit, die an Bord der „Carnegie“ erhalten worden sind. Von Johnston und Wait wurden in dem Distrikt Columbia und in Maryland anomal niedrige atmosphärische Leitfähigkeiten gefunden. Vergleiche von Gish, die zwischen zwei Höhenstrahlungsapparaten nach Kolhörster und einem aus dem Department angestellt wurden, zeigten wenig übereinstimmende Angaben. Von Tuve, Hafstad und Dahl wurden während 1½ Jahren Koinzidenzmessungen mit dem Geiger-Müllerschen Zählrohr gemacht. Die von Hess Dezember 1930 gefundene Ultragammastrahlung konnte nicht nachgewiesen werden. Die Versuche sollen wiederholt werden. Der dritte Abschnitt: Erdströme, enthält eine Zusammenstellung von Gish und Rooney der von 1927 bis 1929 am Huancayo-Observatorium erhaltenen Ergebnisse über Richtung, Größe und Variation der Erdströme. Entgegen den Messungen in Berlin, Ebro und Watheroo wurden die Zeiten des täglichen Maximums und Minimums während der ganzen Jahre praktisch konstant gefunden. Weitere Abschnitte betreffen Nordlichtbeobachtungen, verschiedene technische Beobachtungsvereinfachungen und Atomforschungen, insbesondere hier die Erzeugung von Protonen radioaktiver Geschwindigkeit mit Hilfe hoher Spannungen.

Der Bericht über die Feldarbeit gibt im wesentlichen einen Einblick in die Organisation und den Tätigkeitsbereich der Observatorien. Am Schluß befindet sich eine Zusammenstellung der Einzelveröffentlichungen. *Schmerwitz.*

J. Bartels. Use of magnetic data for investigating radiation from the sun. National Res. Counc. 1931, S. 126—131. Die Störungen des Erdmagnetismus durch die Sonnentätigkeit werden in zwei Gruppen *Q* und *D* eingeteilt. *Q* entspricht den durch das ultraviolette Sonnenlicht verursachten magnetischen Einflüssen an ruhigen (quiet) Tagen, *D* den an Störungs- (disturbed) Tagen, verursacht durch Kathodenstrahlung der Sonne. Die hier mit Hilfe harmonischer Analyse durchgeführten theoretischen Berechnungen haben das Ziel, eine umfangreiche Darstellung der täglichen Variation von *Q* über die ganze Erde zu geben. Einige Stationsmessungen werden mit der Theorie verglichen. *Schmerwitz.*

H. B. Maris. The ultraviolet-light theory of comet-activity. National Res. Counc. 1931, S. 131—132. Die Beziehungen zwischen magnetischen Störungen und dem Auftreten von Kometen werden bis zu den ersten magnetischen Vermessungen von Gauß zurückverfolgt. Die möglichen Beeinflussungen werden erörtert. Hieraus ergibt sich, daß die Auswirkungen auf den Erdmagnetismus in der Weise vorzustellen sind, daß die magnetischen Unregelmäßigkeiten sekundär — über die Heavisideschicht — durch Störung der Sonnenultraviolettstrahlung verursacht werden. *Schmerwitz.*

W. J. Peters. Magnetic observations on a moving ice-floe. National Res. Counc. 1931, S. 132—134. Auf den besonderen Vorteil magnetischer Beobachtungen auf einer treibenden Eisscholle wird hingewiesen: die Unabhängigkeit von den lokalen Anomalien, da das magnetische Material der Erde sich hier im allgemeinen über 1 km unterhalb des Beobachters befindet. Der Einfluß der Translations- und Rotationsbewegungen der Scholle wird aus den Messungen der Nansenschen Fram-Expedition und der von Ziegler entnommen und in seiner Auswirkung auf die für magnetische Vermessungen erforderliche Genauigkeit ungefähr beurteilt. *Schmerwitz.*

Harlan W. Fisk. Isomagnetic charts of the arctic area. National Res. Counc. 1931, S. 134—139. In Anbetracht des kommenden Polarforschungsjahres wurden für das Gebiet um den Nordpol vorläufige isomagnetische Karten zusammengestellt, die trotz der Spärlichkeit mancher Daten eine gute Grundlage für die genauere Forschung bieten werden. Die Materialquellen und ihre Bewertung für die Kartenzusammenstellung werden angegeben. An Abbildungen findet man: Karten mit Linien der Deklination, der Inklination der magnetischen Meridiane, der Totalintensität und der Horizontalintensität. *Schmerwitz.*

G. Petrucci. Una bilancia gravimetrica e magnetica. Cim. (N. S.) 8, 205—212, 1931, Nr. 6. Es wird eine Formel hergeleitet für die Empfindlichkeit der Messung der Horizontalkomponente des magnetischen Erdfeldes. *Tollert.*

Comptes Rendus de l'Assemblée de Stockholm, 15—23 Aout 1930, publiés par les soins de **Ch. Maurain**. X und 479 S., Paris, les presses universitaires de France, 1931 (Bull. Nr. 8 Union géod. et géophys. intern., Sect. magn. et électr. terrestr.). Section de Magnétisme et électricité terrestres in sechs Teilen. 1. Allgemeines. 2. Berichte der nationalen Komitees, zu denen Deutschland nicht gehört. 3. Berichte über besondere Themen gemäß *Prager*

Beschlüssen. 4. Veröffentlichungen über verschiedene Themen. 5. Fragen, die gemeinsam mit anderen Sektionen behandelt wurden. 6. Interne Angelegenheiten.

H. Ebert.

J. N. Hummel. Die Tiefenwirkung der Potentiallinien- und Rahmenmethoden bei geschichtetem Untergrund. ZS. f. Geophys. **7**, 258—265, 1931, Nr. 5/6. Es wird die Tiefenwirkung der Potentiallinienmethoden für den Fall untersucht, daß sich an der Erdoberfläche eine planparallele Schicht abweichender Leitfähigkeit befindet, die einen im sonst homogenen Muttergestein eingebetteten Störungskörper beliebiger Gestalt überdeckt. Die Anwendung der Quellsenkmethode in Verbindung mit der Theorie der elektrischen Bilder gestattet eine exakte Berechnung der Potentialverteilung. Es zeigt sich, daß die Störung des Potentiallinienbildes an der Oberfläche geringer oder stärker ist als über völlig homogenem Untergrund, je nachdem, ob die Deckschicht besser oder schlechter leitet als das darunter befindliche Gestein. Für die Rahmenmethoden ist das Vorhandensein einer Deckschicht von geringerer Bedeutung als für die Potentiallinienmethoden. Demnach müssen bei besser leitender Deckschicht die Rahmenmethoden den Potentiallinienmethoden bezüglich ihrer Tiefenwirkung überlegen sein.

J. N. Hummel.

J. Koenigsberger. Bemerkungen zum geoelektrischen Nachweis und zur Migration des Öls. Petroleum **27**, 579, 1931, Nr. 32. Wie bereits in der Zeitschrift „Petroleum“ vom 14. Februar 1931, Nr. 6, S. 110 erwähnt worden ist, ist der Ursprung des Öls in Niedersachsen in sehr großen Tiefen zu suchen. Das Öl hat aber eine Wanderung gemacht und liegt jetzt höher als ursprünglich. Eingehendere Mitteilung über die Wanderung des Öls hat D. C. Barton in Bulletin of the American Association of Petroleum Geologists **15**, 61, 1931 gemacht. Für die geoelektrischen Forschungen ist es wichtig zu beachten, daß über dem Öl sich oft Ansammlungen von Kohlenwasserstoffen befinden, die leicht eine produktive Öllagerstätte in großen Tiefen vortäuschen.

W. Schneider.

O. H. Gish. Significance of geoelectric data from the polar regions National Res. Coun. 1931, S. 140—142. Dieser Artikel weist auf die Bedeutung hin, bei einem Internationalen Polarjahr auch Beobachtungen über Luftelektrizität und Erdströme an einigen Polarstationen durchzuführen.

Schmerwitz.

Jean Lugeon. Mesures de l'ionisation, du champ électrique et des atmosphériques au Mont Blanc. C. R. **191**, 110—112, 1930, Nr. 2. Vom 3. bis 8. September 1928 wurden Messungen des Potentialgefälles mit radioaktiven Sonden und der Ionenzahlen mit Ebertschen Aspirationsapparaten ausgeführt in 2450 und 4350 m Höhe, Potentialgefällemessungen auch in 3050 m. Die Mittelwerte der Ionenzahlen waren für 2450 m: $n_+ = 4707$, $n_- = 3809$; für 4350 m: $n_+ = 3826$, $n_- = 3567$. Die Werte waren demnach im Mittel oben kleiner als unten. Im einzelnen bestanden aber große Unterschiede. So waren unten die Nachtwerte nur wenig größer als die Tagwerte, oben dagegen die positiven Ionenzahlen nachts etwa dreimal, die negativen sogar fast sechsmal größer als am Tage. Tagüber betrug demnach die Ionenzahl in 4350 m nur ein Drittel der Werte in 2450 m, nachts dagegen waren die Werte oben $1\frac{1}{2}$ mal so groß als unten. Unten war ein Überschuß der positiven über die negativen Ionen vorhanden, oben überwogen nachts die negativen etwas. Die Potentialgefällemessungen zeigten auf beiden Stationen keinen Zusammenhang mit den Ionenzahlen, dagegen bestanden bisweilen parallele Gänge zwischen den Potentialgefällewerten der drei Stationen.

K. Kähler.

J. Fuchs und J. Scholz. Untersuchungen über luftelektrische Phänomene und die atmosphärischen Störgeräusche der Radiotelegraphie. Gerlands Beitr. z. Geophys. **27**, 176—216, 1930, Nr. 2. Luftelektrische Beobachtungen am Sonnblick-Observatorium in 3106 m Höhe, die in Fortsetzung einer im Vorjahre vorgenommenen Untersuchung angestellt wurden, haben ergeben, daß die Intensität der mit einem Radioempfangsapparat wahrnehmbaren Knackstörungen („Clicks“) keine direkte Beziehung zu der Größe des gleichzeitigen elektrostatischen Feldsprungs hat. *Scheel.*

Yo Itiwara. Zur Methodik der Ionenzählung in der freien Atmosphäre. Phys. ZS. **32**, 97—106, 1931, Nr. 2. Bei Parallelmessungen zwischen einem nach der Auflademethode arbeitenden „Langevin-Kondensator“, einem Zählrohr für die schweren Ionen, das schon Heß bei seinen Helgoländer Messungen benutzt hatte, und einem nach der Entlademethode arbeitenden Ebertschen Aspirationsapparat wurde in einem Keller in Graz das merkwürdige Ergebnis gefunden, daß die Ionenzahlen beim Ebertapparat größer waren. Durch Versuche im Laboratorium wurde gezeigt, daß der Grund dafür in einer Fehlerquelle zu suchen ist, die durch das Aufladen des Außenrohrs beim Zählrohr eintritt. Dadurch entsteht ein elektrisches Feld „Gegenfeld“, an der Eintrittsöffnung der Luft, durch das in erster Linie die leichten Ionen am Eintreten in den Meßraum des Zählrohrs gehindert werden. Zunächst wurde im Laboratorium, also im Zimmer und bei ruhender Luft, mit einer kleinen Potentialsonde die Feldverteilung der Niveauflächen an der Eintrittsstelle des Zählrohrs gemessen. Dann wurde ein Vorschaltkondensator (V. K.) an das Zählrohr gesetzt und abwechselnd mit ungeladener und geladener Achse das V. K. gemessen. Bei einer Beweglichkeitsgrenze von $0,4 \text{ cm}^2/\text{sec-Volt}$ im V. K. ergab sich kein Unterschied der Ausschläge bei geladenem und ungeladenem V. K.; man muß daraus schließen, daß Ionen mit einer Beweglichkeit $> 0,4$ überhaupt nicht in den Meßapparat gelangen. Erst bei höheren Spannungen im V. K., also bei kleinerer Beweglichkeit trat deutlich ein Kleinerwerden der Ausschläge im Zählrohr bei geladenem V. K. auf, offenbar weil jetzt auch die mittleren und schweren Ionen im V. K. abgefangen wurden. Zum Schluß weist Verf. noch darauf hin, daß durch die Korrekturen, die deswegen an den Heßschen Messungen auf Helgoland anzubringen sind, jetzt eine noch bessere Übereinstimmung in den Werten der Wiedervereinigungskoeffizienten mit den Nolanschen Messungen eintritt. *K. Kähler.*

V. F. Hess. Bemerkungen zur Arbeit von Yo Itiwara: Zur Methodik der Ionenzählung in der freien Atmosphäre. Phys. ZS. **32**, 106, 1931, Nr. 2. Hess hebt hervor, daß meistens, so z. B. auch bei seinen Helgoländer Beobachtungen, die Feldverteilung in der Nähe der Rohröffnung schwächer sein muß als bei den Versuchen von Itiwara. Auch die Luftströmung, vor allem die Turbulenz bei Versuchen im Freien müssen im selben Sinne wirken. Daher hält Hess Messungen im Freien für wünschenswert. Da die Messungen der Verhältniszahl der ungeladenen zu den geladenen Kernen, welche Zahl in die Rechnung eingeht, ziemlich starke Schwankungen zeigt, so ist die von Itiwara berechnete bessere Übereinstimmung der Wiedervereinigungskoeffizienten reiner Zufall.

K. Kähler.

C. S. Dorchester and L. W. Butler. On atmospheric electricity. Science (N. S.) **74**, 155—157, 1931, Nr. 1910. Enthält Mitteilungen über Versuche, die sich mit Pflanzenwachstum und elektrischer Entladungsrichtung über dem Erdboden beschäftigen. *Schmerwitz.*

R. Scherhag. Die Entstehung der Ostgewitter. Meteorol. ZS. 48, 245—254, 1931, Nr. 7. Kurze Zusammenfassung der Dissertation des Verf., welche u. a. die Ostgewitter vom 5. bis 14. Juni 1910 und die Südostgewitter vom 28. April bis 1. Mai 1913 behandelt (mit elf Wetterkarten). Es kommen zur Sprache die allgemeine Wetterlage, die Bildung usw., sowie die Begleiterscheinungen der Gewitter. Schließlich wird zusammenfassend gesagt, daß die Ostgewitter zu den Warmfrontgewittern gehören (ihre Entstehung geht an einer Grenzfläche zwischen kühlerer nordöstl. und wärmerer östl. bis südöstl. Luftbewegung vor sich) und an der W-Seite von Wärmeezungen auftreten (hoher Druck über Nord- und niedriger über Süd-Europa bei zyklonaler Luftbewegung). *Blaschke.*

Tatuo Kobayasi. On the Structure of Electric Sparks. Part II. Proc. Imp. Acad. Tokyo 7, 218—221, 1931, Nr. 6. Eine Funkenentladung von einer Raumladung, beispielsweise einer Wolke, aus zu einem Körper großer Kapazität ist völlig verschieden von einem Funken zwischen zwei festen Elektroden. Die Entladung beginnt an dem dem Gegenpol nächsten Punkt und setzt sich dann bei genügender Feldstärke rückwärts durch das ganze Volumen fort. Zur Nachahmung dieser Erscheinungen verwenden die Verf. eine Oberflächenladung statt einer Volumenladung. Die Oberflächenladung wird auf einer Platte aus Glas oder Hartgummi durch ein System von Spitzen erzeugt. Die sich bei der Entladung nach einer Kugel seitwärts vor der Platte ergebenden Funken werden fotografiert und sind wiedergegeben. Die Entladungsfiguren haben bei positiver Plattenladung sehr plötzliche Verzerrungen und weiche Krümmungen, bei negativer Plattenladung wenig Verzerrung und scharfe Kanten. Es lassen sich auf diese Weise Funken von mehr als 1 m leicht mit einer Influenzmaschine herstellen. Ferner wird auch eine Entladungsform untersucht, bei der zwei Pole auf beiden Seiten der geladenen Fläche angeordnet sind, so daß der Funken seinen Weg über diese nimmt. Von derartigen Funken werden acht Aufnahmen mitgeteilt. *Güntherschulze.*

A. M. Skellett. The Effect of Meteors on Radio Transmission Through the Kennelly-Heaviside Layer. Phys. Rev. (2) 37, 1668, 1931, Nr. 12. Der Verf. weist darauf hin, daß Meteore einen beträchtlichen Einfluß auf die Kennelly-Heaviside-Schicht und damit auf die Ausbreitung der kurzen Wellen gewinnen können. Es ist bekannt, daß Meteore den größten Teil ihrer Energie in der oberen Atmosphäre abgeben, und daß ein erheblicher Teil dieser Energie die den Weg umgebende Gasschicht bis zu mehreren Kilometern im Umkreis ionisieren kann, wobei die Ionisation längere Zeit bestehen bleibt. Nimmt man eine Meteormasse von nur 1 g an, eine Geschwindigkeit von 40 km/sec, eine Weglänge von 200 km und eine Ionisationszone von $\frac{1}{2}$ km um die Bahn, so errechnet sich eine Ionisationsdichte von 10^6 Ionen/cm³. Die aus den Ausbreitungsbeobachtungen der Radiowellen gewonnenen maximalen Ionisationsdichten betragen nur 10^5 Ionen/cm³. Ein Einfluß der Ionisation durch Meteore ist also durchaus gegeben. Sie könnte sich in plötzlichen Störungen bemerkbar machen, wie sie tatsächlich beobachtet wurden. Es ist beabsichtigt, Untersuchungen über einen solchen Einfluß der Meteore auch in anderer Hinsicht aufzunehmen.

Bleeschmidt.

Greenleaf W. Pickard. A note on the relation of meteor showers and radio reception. Proc. Inst. Radio Eng. 19, 1166—1170, 1931, Nr. 7. Nachdem Verf. schon 1921 und auch später beim Langwellenempfang zugleich mit dem Aufleuchten von Meteoren ein charakteristisches Zischen im Hörer beobachtet hatte, hat er von 1926 bis 1930 die Empfangsstärke der Langwellenstation WBBM mit dem Auftreten von Meteorschauern verglichen. Nach Herausmitteln der

Sonnenrotationsperiode von 27 Tagen ergibt sich, daß der Nachtempfang mit dem Stundenmittel der Meteore um einige Prozent zunimmt; insbesondere mit dem stärksten Schwarm der Perseiden (11. bis 12. August); bei diesem liegt das Maximum von etwa 30%, etwa 25 Tage verspätet. Ähnliches fand sich beim Nauener Langwellensender. In der gleichen Größenordnung nimmt der Tagesempfang unter den Normalwert (5-Monatsmittel) ab. Der Erdmagnetismus scheint von den Meteoriten nicht beeinflußt. Der von H. Nagaoka vermutete Einfluß der Meteore auf den Empfang, daß durch sie die Heavisideschicht und damit die Spiegelwirkung gestört wird, gibt keine Erklärung für die 25tägige Verspätung des Maximums sowie dafür, daß der Nachtempfang sogar besser wird; eher scheint eine Ionisationswirkung vorzuliegen.

H. E. Kallmann.

G. W. Kenrick and G. W. Pickard. Recent developments in radio-transmission measurements. National Res. Counc. 1931, S. 101—108. Über die Ergebnisse der Untersuchungen zum Studium der Radiowellenausbreitung wird an Hand von Kurven der Feldstärkeschwankungen sowie Schaltskizzen und Bildern berichtet.

Schmerwitz.

Otto B. Blackwell. Work of the Bell System relating to terrestrial magnetism and electricity. National Res. Counc. 1931, S. 112—113. Übertragungsstörungen veranlaßten die Bell System, sich mit den Problemen des Erdmagnetismus und der Erdströme zu befassen. Die Arbeitsgebiete und Meßergebnisse sind kurz dargestellt und die Veröffentlichungen aufgeführt.

Schmerwitz.

H. T. Stetson. Investigations at the Perkins Observatory of changes in the Kennelly-Heaviside layers as a function of lunar altitudes. National Res. Counc. 1931, S. 124. Aus bisherigen Beobachtungen hatte sich ein naher Zusammenhang zwischen der Kennelly-Heaviside-Schicht und der Radiosignalstärke ergeben. Neue Untersuchungen vom Verf. und G. W. Pickard ergeben bei zahlreichen Meßdaten eine Abhängigkeit der Übertragungsstärke in einer bestimmten Übertragungsrichtung von der jeweiligen Stellung des Mondes. Die Intensität des Empfanges wurde bei einer Senderichtung Ost—West von 1500 km Entfernung nahezu 100%, geringer gefunden, wenn der Mond oberhalb des Beobachters war, als wenn er sich unter ihm befand. Als einzig mögliche Erklärung hierfür wird eine negative elektrische Ladung des Mondes angenommen, die die Heaviside-Schicht beeinflußt. Deren Schwankungen wirken sich dann in der Radiointensität aus. Weitere Versuche in anderen Gegenden werden vorbereitet.

Schmerwitz.

Greenleaf W. Pickard. Notes on correlation-investigations between Kennelly-Heaviside layer and lunar altitudes. National Res. Counc. 1931, S. 125—126. Diese Mitteilung soll nach den einleitenden Worten des Verf. als ein Widerruf und eine Abschwörung seiner früher (1927) veröffentlichten Auffassung angesehen werden. Hier hatte er die Ansicht vertreten, daß kein Einfluß des Mondes auf die Kennelly-Heaviside-Schicht bzw. auf die Radiosignalstärke existiere. An Kurven aus den Jahren 1926—1930 wird diese Berichtigung klargelegt.

Schmerwitz.

Ivo Ranzi. Ricerche sui fenomeni di trasmissione delle radio-onde. Cim. (N. S.) 8, Rivista S. LXXXVIII—LXXXIX, 1931, Nr. 5. Kurzer Bericht über Schwankungen der Höhe der Heavisideschicht und eine Anordnung zur Bestimmung dieser Höhe nach der Echomethode.

K. Przibram.

Hantaro Nagaoka. Propagation of wireless-waves. Rep. Radio Res. Japan 1. 1—19, 1931, Nr. 1. Der Verf. behandelt die Ausbreitung der drahtlosen Wellen in der oberen Atmosphäre. Die Rechnungen erfolgen unter Benutzung von Fermats Theorem. Die einzelnen Betrachtungen erstrecken sich auf die Elektronendichte in der oberen Atmosphäre, den Weg der drahtlosen Welle und die Art der Kennelly-Heaviside-Schicht. Diskutiert werden die Störungen, die die tägliche Änderung der Elektronendichte, die Fadingerscheinungen bei Sonnenauf- und -untergang und den jährlichen Gang hervorrufen. Ferner wird der Einfluß von Sonnenfinsternissen, Nordlichtern, Sonnenflecken und Meteorschwärmen besprochen. Ein Abschnitt beschäftigt sich mit der Zeit, den ein Wellenzug vom Sende- zum Empfangsort benötigt, besonders unter Berücksichtigung des verschiedenen Verhaltens von kurzen und langen Wellen bezüglich der Zahl der Reflexionen und der Höhe der reflektierenden Schichten. Die Arbeit schließt mit einem Kapitel über den Ursprung der ionisierten Schichten. *Blechschmidt.*

R. Naismith. Short-distance observations on long-wave phenomena. Journ. Inst. Electr. Eng. 69, 875—880, 1931, Nr. 415. Die beschriebenen Experimente zeigen, daß die Reflexion an der ionisierten Schicht bei der Ausbreitung von langen Wellen im Gegensatz zu der bisherigen Annahme eine Rolle spielt, und zwar besonders bei verhältnismäßig kurzen Abständen. Die Intensität der reflektierten Wellen ist merklich abhängig von der Ausbreitungsrichtung, besonders für Antennen, die für die Ausbreitung der Grundwelle keine günstige Lage haben. Für die Sendung in Richtung Süd—Nord war die reflektierte Welle stärker als für Sendung in Richtung Ost—West, woraus man schließen kann, daß das erdmagnetische Feld bei diesem Effekt eine Rolle spielt. *Blechschmidt.*

Shogo Namba. Polarisation phenomena of low-frequency waves. Rep. Radio Res. Japan 1. 41—61, 1931, Nr. 1. Im ersten Teil der Arbeit beschreibt der Verf. die Versuchsanordnung zur Bestimmung des Polarisationszustandes der Raumwellen und die mit ihr erzielten Ergebnisse. Verwendet wurde ein Kathodenstrahloszillograph (Braunsche Röhre). Beobachtet wurden die Sender JAA (19,8 Kilohertz, 145 km Abstand) und JND (17,4 Kilohertz, 358 km Abstand). Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die Raumwellen tagsüber gewöhnlich linear polarisiert sind, bei Sonnenuntergang tritt eine plötzliche Änderung ein, die Welle wird elliptisch polarisiert, wobei JAA, nördlich des Untersuchungs-ortes, die ganze Nacht in diesem Zustand verbleibt, während JND, westlich gelegen, auch während der Nacht nahezu linear polarisiert ist. In einem zweiten Teil der Arbeit werden die Nachtfehler bei Rahmenrichtempfang in verschiedenen Abständen von den Sendern untersucht. Als Ursache kommen die Änderung der Polarisation der Raumwelle und die Interferenz zwischen Grund- und Raumwelle in Frage. Der diesen beiden Ursachen zukommende Anteil ist bei den kurzen Abständen (100 bis 250 km) etwa der gleiche. Bei Abständen über 300 km herrscht der Interferenzeffekt zwischen Grund- und Raumwelle vor. *Blechschmidt.*

Hans Mögel. Feldstärkemessungen deutscher Kurzwellensender in England. Vergleich von Fernfrequenzmessungen zwischen New York, London und Berlin. Elektr. Nachr.-Techn. 8, 321—330, 1931, Nr. 8. Es werden zunächst die in London, Nauen und Teltow gemessenen Feldstärken einiger Nauener Kurzwellensender mitgeteilt, für die London innerhalb der Sprungentfernung (toten Zone) liegt, somit nur von der zerstreuten Strahlung erreicht wird. Die bisher vorliegenden Theorien über zerstreute Strahlung, Nahechos usw. werden besprochen. Es folgen Deutungsversuche der hier gewonnenen Meßergebnisse

im Zusammenhang mit der Theorie von Eckersley. In einem zweiten Abschnitt der Arbeit werden die Meßgenauigkeiten bei Frequenzmessungen mitgeteilt, die von Transradio, General Post Office und der Radio Corporation of America bei Vergleichsmessungen erzielt worden sind. Transradio arbeitete dabei mit Leuchtquarzresonatoren als Normalen. Messungen zwischen London und Transradio (2. und 3. September 1930) ergaben eine maximale Abweichung von 0,0063% und eine mittlere Abweichung von 0,0026%. Für den Kurzwellensender Zeesen (etwa 9560 Kilohertz) und den Transatlantiksender WNC (14470 Kilohertz) ergab sich aus sieben Messungen (21. Oktober 1930) eine maximale Abweichung von nur 0,0017% bei einem mittleren Fehler von 0,0007%. Für stark tonmodulierte Sender wird die erzielbare Meßgenauigkeit allerdings wesentlich geringer. Die Messungen lassen erkennen, daß die von der Washingtoner Konferenz (1929) vorgeschlagene Toleranz der Senderfrequenzen von $\pm 0,01\%$ und die Meßgenauigkeit von $\pm 0,001\%$ von den größeren Sendegesellschaften nahezu erreicht ist.

Bleichschmidt.

W. Messerschmidt. Eine neue Methode zur Bestimmung des Emanationsgehaltes der Atmosphäre. Phys. ZS. **32**, 548—549, 1931, Nr. 14. (Vortrag auf der Tagung d. Gauver. Thüringen-Sachsen-Schlesien d. D. Phys. Ges.) Zur Messung des Emanationsgehaltes der Atmosphäre wird die Außenluft mittels einer Rohrleitung aus 20 m Höhe angesaugt und durch einen Kompressor in einer Ionisationskammer auf 20 Atmosphären verdichtet. Die Kammer ist von einem Bleipanzern (12 cm) umgeben zum Schutze gegen weiche Umgebungsstrahlung. Der Ionisationsstrom setzt sich im wesentlichen aus den α -Ionisationen von RaEm, RaA, RaC' zusammen. Die mittlere, größtenteils durch die Schwankung der durchdringenden Höhenstrahlung bedingte Meßgenauigkeit beträgt etwa 4%. Einige Beispiele für die mit dieser Anordnung erzielten Resultate werden gegeben.

K. W. F. Kohlrusch.

G. v. Hevesy, W. Seith und M. Pahl. Über die Radioaktivität des Kaliums. ZS. f. phys. Chem. 1931, S. 309—318 (Bodenstein-Festband). Die Aktivität von gewöhnlichem und schwerem KCl wurde mit einer Zahlrohranordnung gemessen, um zu entscheiden, ob die Radioaktivität des Kaliums einem hypothetischen Isotop 40 zugeschrieben werden kann. Dies ist nicht der Fall. Die Existenz aktiver Isotope K 42 und K 43 ist unwahrscheinlich. Ferner wird die Frage des Umwandlungsproduktes des Kaliums diskutiert. Mit der Halbwertszeit für K_{41} von $7,5 \cdot 10^{11}$ Jahren müßte seit Erstarrung der Erdkruste nur etwa der zehntausendste Teil des Kaliums in Calcium umgewandelt sein.

Kolhörster.

Wilhelm Salomon-Calvi. Radium-reiche Erdölsolen und das Problem der Herkunft ihres Radiums. Sitzungsber. Heidelb. Akad. 1931, Nr. 2, 12 S.

Frank L. Hess. Radioactive fluorspar from Wilberforce, Ontario. Sill. Journ. (5) **22**, 215—221, 1931, Nr. 129.

H. Ebert.

George E. Hale. The spectrohelioscope and its work. Part III. Solar eruptions and their apparent terrestrial effects. Astrophys. Journ. **73**, 379—412, 1931, Nr. 5. Es werden eine Reihe der wichtigsten Sonnenausbrüche seit 1859 unter Beifügung einer Skizze und fünf Tafeln, sowie Auszügen aus Originalberichten im Zusammenhang mit irdischen magnetischen Stürmen besprochen. Als Mittelwert der Verzögerung der intensiven Stürme gegenüber von Sonnenausbrüchen wird 26 Stunden angegeben (in Übereinstimmung mit Maunder's Wert für Zentralsdurchgang aktiver Flecken und magnetischen Stürmen). Die Nordlichttheorie wird von den Arbeiten Goldsteins bis zu den

neuesten von Milne u. a. in den Hauptzügen wiedergegeben und den wesentlichsten Beobachtungsergebnissen des Verf. gegenübergestellt. Infolge des spärlichen Beobachtungsmaterials wird die Notwendigkeit internationaler Überwachung der Sonne mittels Spektroheliostops hervorgehoben und eine Tabelle der bisherigen 23 Stationen mitgeteilt.

Sättele.

H. E. Beckett and A. F. Dufton. Unusual Lightning. *Nature* **128**, 189, 1931, Nr. 3222. Verff. berichten von einer ungewöhnlichen Erscheinung atmosphärischer Elektrizität zur Nachtzeit. Sie trat an einer niedrigen Wolke im NW auf in scheinbar beträchtlicher Entfernung und erschien als feuerfarbene Entladung regelmäßig in der beobachteten Wolke; ihre Dauer war schwankend bis zu einer Sekunde, die Intervalle zwischen den einzelnen Entladungen betrugen etwa 1 bis $1\frac{1}{2}$ Minute und ein Donner war nicht zu vernehmen. Dem einen der Beobachter schien der Ursprung der Entladungen im oberen Teil der Wolke zu liegen, jedenfalls erschien die dunkle obere Ecke derselben in feuerfarbenem Licht zu glühen, das sich zuweilen auch über die ganze Wolke erstreckte. Nach Dr. Simpson waren es Flächenblitze; er bemerkt in seiner „Robert Boyle Lecture (1930)“, daß noch sehr wenig über diese Form der Entladung bekannt wäre.

Blaschke.

A. Dauvillier. Aurores polaires et rayons cosmiques. *C. R.* **193**, 348—350, 1931, Nr. 7. Die bekannten Beziehungen zwischen Sonnenflecken, Polarlichtern und erdmagnetischen Störungen sind temporär; analoge, aber dauernd vorhandene Übergänge sind zu vermuten nach den Beobachtungen Nordenskiölds über die stationäre leuchtende Zone um den erdmagnetischen Pol. Diese könnte von $15 \cdot 10^9$ e-Volt-Elektronen herrühren, die im Zusammenhang mit der Höhenstrahlung stehen. Langsame Sekundärelektronen ionisieren dann sehr stark die obersten Atmosphärenschichten. Das Leuchten bei der Neutralisation der positiven Ionen bildet die Nordlichtdraperien. Sie erzeugen auch das Ozon und verausgaben ihre Energie in der Höhe der Polarlichter. Schließlich bilden sie sich in negative Ionen um und dringen als solche in die Polargegenden ein, wo sie den Erdstrom in Richtung auf den Äquator erzeugen. Der Kreis wird durch den Vertikalstrom der positiven Ionen in der Atmosphäre geschlossen. Die Schwankungen der leuchtenden Polarzonen erzeugen Änderungen in den leitenden Atmosphärenschichten, diese die des erdmagnetischen Feldes. Das dauernde Vorhandensein der Nordlichtlinie zeigt, daß der ganze Himmel die Quelle der Höhenstrahlung ist, deren Periodizitäten nur schwach sein können. Wahrscheinlich erhalten die Elektronen ihre Energie in der Sonnenkorona; sie bilden auch das Zodiakallicht.

Kolhörster.

Joseph Kaplan. The auroral spectrum. *Phys. Rev.* (2) **38**, 582, 1931, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) Der Verf. untersucht von neuem das ganze Nordlichtspektrum, um auftretende Anomalitäten in den Banden zu verfolgen. Das Franck-Condonsche Gesetz der Bandenintensitäten wird auffällig verletzt. Banden der ersten positiven Stickstoffgruppe, die normalerweise vier Kanten besitzen, zeigen nur eine starke Kante. Leitfaden für die neuen Versuche des Verf. sind der Vergleich der oberen Atmosphäre mit einem „Entladungsrohr ohne Wände“. Verf. hat den Gedanken, daß eine fortlaufende Entladung durch ein Rohr die Wandoberflächen so verändern werde, daß das Nordlichtspektrum erzeugt werden kann. Dies wurde in überzeugender Weise erreicht durch elektrische Entladungen in Luft von 10^{-3} mm. Die Luft wurde schnell chemisch gereinigt, allmählich verschwand die Entladung. Die beste Wiedergabe des Nordlichtes wurde erhalten während der flackernden Entladungsperiode, eine Beobachtung, die besonders interessant ist im Hinblick auf die pulsierenden Leuchterscheinungen, die man

im Nordlicht beobachtet. Beide oben erwähnten Erscheinungen in den Banden werden erklärt durch Prädissoziation des N_2 -Moleküls. Das Nachglühen des aktiven Stickstoffs konnte im Entladungsrohr in der ersten Zeit in einer unkondensierten Entladung beobachtet werden. Die Experimente zeigen, daß die Nordlichterscheinungen elektrische Entladungen bei niedrigen Drucken sind, unter Bedingungen, die ideal sind für das Entstehen des Stickstoffnachleuchtens. *Ritschl.*

Joseph Kaplan. Excitation of the Green Auroral Line. *Nature* **128**, 304, 1931, Nr. 3225. Bei Laboratoriumsversuchen trat die grüne Nordlichtlinie merklich stärker hervor, wenn der Druck in der Röhre durch Zulassung von Sauerstoff von 10^{-3} mm auf ungefähr 5 mm gesteigert wurde. Verf. glaubt dies darauf zurückführen zu können, daß die Lebensdauer der metastabilen Sauerstoffatome, die die grüne Linie emittieren, bei hohen Drucken kleiner ist als bei ganz niedrigen infolge der engen Nachbarschaft mit den angeregten Atomen und Molekülen und weil andererseits bei hohen Drucken die Wahrscheinlichkeit von Zusammenstößen mit Stickstoffmolekülen infolge der Verdünnung durch den zugelassenen Sauerstoff geringer ist. *Sticker.*

V. F. Hess. Über neue Arbeiten auf dem Gebiete der kosmischen Ultrastrahlung. *Elektrot. ZS.* **52**, 936—937, 1931, Nr. 29. Verf. berichtet kurz zusammenfassend über neuere Arbeiten betreffend Höhenstrahlung von Benndorf, Hulburt, C. T. R. Wilson. Schönland im Zusammenhang mit der Ionisation in den höheren Atmosphärenschichten, ferner über die Frage nach der Natur der Höhenstrahlung (Koinzidenzversuche von Bothe und Kolhörster, Rossi). Weiter werden besprochen, die Hypothese von Millikan und Cameron über die Entstehung der Strahlen im interstellaren Raum, ihre nunmehrige Bestätigung der Ballonabsorptionskoeffizienten von Kolhörster, die Periodizitäten und Breiteneffekte und die aus der Solarkomponente (Hess) sich ergebenden Folgerungen für die Hypothese von Nernst, daß die Höhenstrahlung vorzugsweise in jungen Sternen entsteht. *Kolhörster.*

Oskar Mathias. Die durchdringende Strahlung in der Atmosphäre. *Strahlentherapie* **40**, 390—391, 1931, Nr. 2. Verf. wendet sich gegen die Darstellung Schulzes, die die Meinung aufkommen läßt, die Höhenstrahlung sei von dem Schweizer Physiker Gockel am 11. Dezember 1909 entdeckt worden und führt dagegen u. a. das Zeugnis von Gockels Assistenten Stäger an, nach dem Gockel bis kurz vor seinem Tode sich nicht mit dem Gedanken an einen kosmischen Ursprung der Strahlung befreunden konnte und erstmalig von Hess einwandfrei nachgewiesen wurde, daß die Strahlung bis 1000 m abnimmt, von 2000 m an aber wieder zunimmt. *Risse.*

L. M. Mott-Smith. An Attempt to Measure the Energy of the Cosmic Electrons by Magnetic Deflection. *Phys. Rev.* (2) **37**, 1001—1003, 1931, Nr. 8. Verf. führte Koinzidenzversuche mit drei gleichen (5 cm Durchmesser) Zählrohren aus, deren Achsen parallel und horizontal waren. Die oberen zwei Zählrohre *a* und *b* waren 30 cm entfernt und sonderten ein paralleles Bündel Höhenstrahlen aus. Nach Durchgang durch *a* und *b* mußten die Strahlen den 14,9 cm langen Eisenkern eines Elektromagneten durchsetzen, ehe sie zum dritten, untersten Zählrohr *c* gelangten, welches 31,5 cm von dem unteren der Zählrohre *a* und *b* entfernt war. Die Achse von *c* befand sich immer in einer und derselben horizontalen Ebene, aber in verschiedenen Abständen *d* (von 0 bis ± 10 cm) von der durch die Achsen von *a* und *b* gebildeten vertikalen Ebene. Ohne Magnet-

feld wurden die meisten dreifachen Koinzidenzen bei $d = 0$ beobachtet. Mit Magnetfeld sollten nach Rechnungen des Verf. infolge der starken magnetischen Induktion des Eisens (± 17000) die meisten Koinzidenzen bei $d = \pm 2,2$ cm für Elektronen von 10^9 e-Volt beobachtet werden. Eine solche Verschiebung trat indessen bei den Messungen nicht auf. Daraus schließt Verf., daß die Energie der Höhenstrahlungsteilchen, wenn es Elektronen sind, größer als $2 \cdot 10^9$ e-Volt ist.

L. Tuwim.

E. Regener. Über die Herkunft der Ultrastrahlung (Hessschen Strahlung). Naturwissensch. 19, 460—461, 1931, Nr. 22. Verf. versucht die große Energie der Höhenstrahlung mit Hilfe der (rein qualitativen und experimentell nicht genügend begründeten) Hypothese zu deuten, daß die heutzutage beobachtete Höhenstrahlung aus einer älteren Weltepoche stammen soll, wo die physikalischen Zustandsvariablen Größenordnungen hatten, die eine Wechselwirkung von Materie und Strahlung in einem ganz anderen Ausmaß ermöglichten, als sie uns zurzeit bekannt ist. Die Strahlung gelange zu uns auf dem ungeheuer langen Umweg durch den als geschlossen angesehenen Weltraum, sie komme also zur Erde nicht direkt, sondern auf der anderen Seite der Weltraumkugel herum. *L. Tuwim.*

H. von Schelling. Kosmische Strahlung und Weltraumstruktur. Naturwissensch. 19, 596, 1931, Nr. 27.

Sir James Jeans. The Annihilation of Matter. Nature 128, 103—113, 1931, Nr. 3220 (Suppl.).

H. Ebert.

Charles M. Olmsted. Continuous ultra- γ -spectrum explaining cosmic-ray ionization-depth curve date. Phys. Rev. (2) 37, 1688—1689, 1931, Nr. 12. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es wird gezeigt, daß die von Millikan und Cameron veröffentlichten Werte der Ultra- γ -Höhenstrahlung sich vollkommen durch ein kontinuierliches Energiespektrum erklären lassen, das auf der kurzwelligen Seite von $0,000013 \text{ \AA}$ plötzlich abfällt und sich nach der langwelligen Seite mit gleichmäßig sich ändernder Intensität bis über $0,0008 \text{ \AA}$ hinaus erstreckt. Es werden Werte der Intensität der Ionisierung für verschiedene Werte von μ und λ gegeben, ferner Tabellen, die die berechneten Ionisierungswerte in verschiedenen Tiefen mit den von Millikan und Cameron beobachteten Werten vergleichen. Es wird gezeigt, daß die aus dem kontinuierlichen Spektrum berechnete Absorptionskurve mit der beobachteten Kurve ebenso gut übereinstimmt, wie die von Millikan und Cameron aus einer Gruppe von vier Banden berechnete Kurve, die Frequenzen haben, die der Bildung aus He, O, Si und Fe entsprechen. Die Festsetzung des kurzwelligen Endes des Spektrums an der der Vereinigung von Elektron und Proton entsprechenden Stelle und die Gestalt der Intensitätskurve werden vom astrophysikalischen Standpunkt besprochen. *Güntherschulze.*

Watson Davis. The Ursi cosmic radio broadcast. National Res. Council. 1931, S. 108—109. Am 1. August 1930 wurde in Washington ein täglicher „Ursigram“-Dienst eingerichtet, der — ähnlich wie die Wetterberichterstattung — die Veränderung wichtiger geophysikalischer Meßgrößen zu sammeln und zu verbreiten hat. Die Übertragung geschieht von der Navy radio station, NAA. *Schmerwitz.*

Daria Bocciarelli. A Hard Component of the β Radiation of Potassium. Nature 128, 374—375, 1931, Nr. 3226. Nach einem von Occhialini für Rubidium angegebenen Verfahren wurde die β -Strahlung von Kalium untersucht. Ein dünnwandiges Zählrohr (Wandstärke $0,0007$ cm, $1,5$ cm Durchmesser, $1,5$ cm lang) ist konzentrisch in einem Messingzylinder von 2 cm Höhe und $7,2$ m Durchmesser

eingesetzt. Das Kalisalz ist auf dessen Innenwand angebracht. Die Anordnung steht in einem Magnetfeld parallel zur Zählrohrachse. Durch Zunahme der Feldstärke werden die weicheren Strahlungskomponenten mehr und mehr vom Zählrohr ferngehalten. Es zeigte sich eine große Anzahl β -Strahlen mit einer Geschwindigkeit bei 0,83 c; bei höheren Feldstärken nahm die Teilchenzahl langsam ab und war noch bei 2200 Gauß größer als der Nulleffekt. Eine schwächere, aber härtere Komponente mit Geschwindigkeiten $> 0,90 c$ ist also vorhanden. Ergebnisse einiger Absorptionsversuche mit dieser Anordnung werden noch mitgeteilt, um den unwahrscheinlichen Einwand zu entkräften, daß bei den hohen Feldstärken α - oder γ -Strahlung im Spiele war. *Kolhörster.*

Arno W. Reitz. Absolutbestimmungen der Intensität der kosmischen Ultrastrahlung bei Flugzeugfahrten. S.-A. Wiener Ber. **139** [2a], 707—715. 1930, Nr. 9/10. Berichtigung ebenda **140**, 1 S., 1931, Nr. 1/2. Mit zwei Strahlungsapparaten nach Kolhörster wurde bei vier Flugzeugaufstiegen bei zweimal 4, je einmal 5 und 4,5 km Höhe die Höhenstrahlungsintensität in 2, 3, 4 und 5 km Höhe gemessen. Insgesamt wurden 10 Einzelwerte von 20 bis 30 Minuten Dauer mit den mehr oder weniger dichten Instrumenten gewonnen. Die Ergebnisse (nach Korrektur wegen unrichtiger Kapazität bei Flügen 2,3, 4, siehe Berichtigung)

Höhe in km:	2	3	4	4,5	5
Flug I	4,6 J	8,3 J	13,0 J	—	—
„ II	6,4	8,8	14,7	—	—
„ III	—	6,8	14,4	—	21,6 J
„ IV	—	—	—	18,7 J	—
Mittel	5,5 J	8,0 J	14,0 J	18,7 J	21,6 J
Kohlhörster 1913/14.	5,5	8,7	13,6	16,3	20,7

werden als quantitative Bestätigung der Höhenverteilungskurve gewertet. Aus den Aufstiegen 1, 2 und 3 werden für μ/g bezüglich 4,60 3,58 und 5,54 im Mittel $4,32 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ nach dem einfachen Exponentialgesetz berechnet. *Kolhörster.*

V. F. Hess und W. S. Pforte. Über die solare Komponente der Ultrastrahlung. ZS. f. Phys. **71**, 171—178, 1931, Nr. 3/4. Neue Registrierungen der Höhenstrahlung mittels einer Zwillingshochdruckapparatur in Halle, deren Ionisationsgefäße allseitig durch 10 cm-Bleipanzern abgeschirmt wurden, ergeben wiederum die Abhängigkeit der harten Komponente der Höhenstrahlung vom Sonnenstand mit einem deutlichen Maximum um 12^h mittags (Ortszeit). Der Anteil der Solarkomponente an der Gesamtstrahlung beträgt im Maximum 0,5%, ihr Absorptionskoeffizient etwa $\mu_{\text{H}_2\text{O}} = 5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$. Die Meßgenauigkeit der Apparatur beträgt 0,1%, die maximale Schwankung der Einzelwerte der Höhenstrahlung $\pm 1,1\%$ (bei konstantem Luftdruck), die wahrscheinliche maximale Schwankung der Sonnenkurve wird zu etwa 0,23% angegeben. Jeder Meßpunkt der Kurve ist das Mittel aus etwa 23 Einzelwerten. Der Auf- und Abstieg der Kurve scheint dem Sonnenstand zu folgen. Die Absorptionskoeffizienten schwanken mit der Sonnenhöhe von $6,47 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ (11 und 13^h) bis $2,52 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ (7 und 17^h). Unter Zugrundelegen der Ergebnisse werden Angaben über jahreszeitliche und geographische Abhängigkeit der Solarkomponente der Höhenstrahlung für Halle, Muottas Mureigl, Abisko gemacht. Sonne und daher auch die

anderen Fixsterne liefern Beiträge zur harten Strahlungskomponente, die vermutlich bei der Umwandlung von Protonen und Elektronen in Strahlung (Jeans) entsteht.

Kolhörster.

Axel Corlin und V. F. Hess. Beitrag zur Kenntnis der Solarkomponente der kosmischen Ultrastrahlung. *Gerlands Beitr. z. Geophys.* **31**, 169–172, 1931, Nr. 1/3. Aus Registrierungen der Höhenstrahlung von Hoffmann und Lindholm auf Muottas Muraigl (2450 m) hatte Hess geschlossen, daß der Unterschied zwischen der Tages- und Nachtintensität auf eine solare Komponente der Höhenstrahlung zurückzuführen sei und aus den Werten mit und ohne Bleipanzern deren Absorptionskoeffizienten zu $\mu_{\text{Pb}} = 0,064 \text{ cm}^{-1}$, $\mu/\rho = 5,7 \cdot 10^{-8} \cdot \text{cm}^2 \text{ g}^{-1}$ bestimmt. Verf. haben nunmehr aus der Juni-Juli-Reihe von 1928 (F. Lindholm, *Gerlands Beitr. z. Geophys.* **22**, 141, 1929) die Fehlerberechnung durchgeführt. Es ergibt sich: Diff. Tag-Nachtwerte ohne Panzer $J_0 = 0,0135 \pm 0,0036 J$, Diff. Tag-Nachtwerte mit 10 cm Bleipanzern $J = 0,0031 \pm 0,0027 J$ und daraus $\mu_{\text{Pb}} = (0,147 \pm 0,09) \text{ cm}^{-1}$, während aus allen verfügbaren Messungen $\mu_{\text{Pb}} = 0,064 \text{ cm}^{-1}$ berechnet worden war. Die Solarkomponente besitzt also ein viel größeres Durchdringungsvermögen als die harte Ra $C\gamma$ -Komponente ($\mu_{\text{Pb}} = 0,51 \text{ cm}^{-1}$).

Kolhörster.

Bruno Rossi. Magnetic Experiments on the Cosmic Rays. *Nature* **128**, 300–301, 1931, Nr. 3225. Verf. berichtet über einen weiteren Versuch zur Beeinflussung der Höhenstrahlung durch Magnetfelder. Um ein genügend großes und intensives Magnetfeld zu erhalten, wird die magnetische Induktion in magnetisiertem Eisen benutzt, da Vorversuche gezeigt hatten, daß Höhenstrahlen durch Eisen nur wenig abgelenkt werden. Nach einer von Puccianti vorgeschlagenen Anordnung befinden sich zwei eiserne Platten von $2,8 \times 13 \times 38 \text{ cm}^3$ zwischen dem Zählrohrpaar von je 2,5 cm Durchmesser und 25 cm Länge, dessen Koinzidenzen gezählt wurden. Die Platten wurden entgegengesetzt mit einem Strom von 5 Amp. magnetisiert und sind durch Joch geschlossen. Das Induktionsfeld im Eisen wurde zu 16200 Gauß gemessen. Je nach der Stromrichtung mußten dann die Korpuskeln, die das obere Zählrohr durchsetzt haben, auf das untere konzentriert oder von ihm abgebogen werden. Aus über je 20000 Koinzidenzen ($197\frac{1}{2}$ Stunden Beobachtungszeit) ergab sich die Differenz ΔN der Koinzidenzen zur mittleren Koinzidenzenzahl N

$$\frac{\Delta N}{N} = \frac{778 \pm 200}{\frac{1}{2}(21\,534 + 20\,756)} = 0,037 \pm 0,01.$$

Das würde (Differenz 3,7 mal größer als der mittlere Fehler) auf positiv geladene Korpuskeln entsprechend der Stromrichtung schließen lassen. Indessen ergab die Wiederholung des Versuchs mit einem ähnlichen, nur größeren Magneten, der also eine noch größere Differenz erwarten lassen sollte, nur

$$\frac{\Delta N}{N} = \frac{104 \pm 105}{\frac{1}{2}(5261 + 5157)} = 0,02 \pm 0,02$$

bei 108 Stunden Beobachtungszeit, also ein negatives Resultat. Der geringe Unterschied muß also auf Störungen (positive Sekundärkorpuskeln, die im Eisen ausgelöst werden) gedeutet werden. Die Versuche zeigen, daß die primären Korpuskularstrahlen nicht in dem Maße abgelenkt werden wie etwa Elektronen oder Protonen von 1 oder $2 \cdot 10^9$ e-Volt, vorausgesetzt, daß das wirksame magnetische Feld wirklich mit dem Induktionsfeld identisch ist. (Beim letzten Versuch wäre von 10^{10} e-Volt-Elektronen ein Effekt von 20 % zu erwarten gewesen.)

Kolhörster.

James W. Broxon. The residual ionization in air at new high pressures. and its relation to the cosmic penetrating radiation. *Phys. Rev.* (2) **37**, 1320—1337, 1931, Nr. 10. Reststrahlungsmessungen in Luft mit einem Druckgefäß von 13,8 Liter Inhalt wurden bis zu 170 Atmosphären in einer Höhe von 5400 Fuß (1650 m) unter Verwendung von Blei und Wasserschilden ausgeführt. Dabei nimmt der Anstieg der Druckionisationskurve mit wachsendem Druck kontinuierlich ab und wird Null bei 130 bis 140 Atm. Das Verhalten wird durch die Annahme erklärt, daß die Ionisation von den in den Wänden des Gefäßes ausgelösten Sekundärstrahlen herrührt. *Kolhörster.*

K. Wöleken. Messungen der Ultrastrahlung (durchdringende Höhenstrahlung) zwischen 57 und 67° nördl. Breite. Vorläufige Mitteilung. *ZS. f. Geophys.* **7**, 267—271, 1931, Nr. 5/6. Auf einer Schiffsreise von Dänemark nach Grönland wurden Messungen der Intensität der Höhenstrahlung mit einem Strahlungsapparat nach Kolhörster ausgeführt. Das Instrument wurde ungepanzert ungefähr alle 3 Stunden auf einer Plattform hinter der Kommandobrücke des Motorschiffes „Disko“ beobachtet. Bei einer durch Seegang und Schiffsbewegung stark beeinträchtigten Meßgenauigkeit von $\pm 10\%$ war keinerlei Abhängigkeit der Strahlungsintensität von geographischer bzw. geomagnetischer Breite zu erkennen. *Kolhörster.*

Frederick Soddy. The Corpuscular Explanation of Cosmic Rays. *Nature* **128**, 408, 1931, Nr. 3227. Verf. fragt, warum die bei den Koinzidenzversuchen nachgewiesene Korpuskularstrahlung der Höhenstrahlung an Durchdringungsvermögen gleichkommen soll. Es gibt kein Experiment über Korpuskularstrahlen, welches zeigt, daß solche Strahlen mehr als 4 mm Aluminium durchsetzen. Man kennt zwar β -Strahlen von Radium und Thorium, deren Energie (aus magnetischer Ablenkung bestimmt) bis zu einigen Millionen Volt reicht. Aber gibt es einen Versuch, der beweist, daß diese größeres Durchdringungsvermögen als Strahlen geringerer Energie haben? Man sollte nach der Relativitätstheorie das Umgekehrte erwarten, wenn das höhere Durchdringungsvermögen durch das Anwachsen der Masse bei zunehmender Geschwindigkeit bedingt ist. *Kolhörster.*

Bruno Rossi. Measurements on the Absorption of the Penetrating Corpuscular Rays coming from Inclined Directions. *Nature* **128**, 408, 1931, Nr. 3227. Ein 9 cm-Bleischirm wurde zwischen zwei Zählrohre (5 cm Durchmesser, 15 cm lang) im Abstand von 17 cm gebracht, die Koinzidenzen gezählt und hieraus die Absorption bestimmt. Lagen beide Zählrohre vertikal übereinander, so ergab sich die Absorption zu $23.2 \pm 1.6\%$ für nahezu vertikal einfallende Strahlen, für solche aus etwa 60° Zenitdistanz $32.5 \pm 3.5\%$, wobei also die Ebene beider Zählrohrachsen 60° gegen die Vertikale geneigt war. Geneigte Strahlen sind also weicher als vertikal einfallende. Die Korpuskularstrahlen erzeugen wahrscheinlich in der Atmosphäre eine weichere sekundäre Korpuskularstrahlung, deren relativer Betrag in seitlicher Richtung größer als in vertikaler ist. *Kolhörster.*

H. B. Bigelow. Program and projects of the Woods Hole Oceanographic Institution. *National Res. Counc.* 1931, S. 147—150.

W. R. Gherardi. Oceanographic work of the United States Hydrographic Office. *National Res. Counc.* 1931, S. 150—152. *H. Ebert.*

T. Wayland Vaughan. Oceanographic work at the Scripps Institution of Oceanography, University of California, during the past year. National Res. Council. 1931, S. 152—154.

E. H. Pagenhart. Oceanographic work of the United States Coast and Geodetic Survey during the past year. National Res. Council. 1931, S. 155—159.

N. G. Ricketts. Oceanographic work carried on by the United States Coast Guard during the ice-patrol season of 1930 and the plans for oceanographic work to be carried on during the ice-season of 1931. National Res. Council. 1931, S. 159—160.

J. A. Fleming. Progress-report on compilation of oceanographic results, Carnegie Cruise, 1928—1929. National Res. Council. 1931, S. 160—167.

Elmer Higgins. Oceanographic work of the United States Bureau of Fisheries. National Res. Council. 1931, S. 167—170.

Charles J. Fish. Oceanographic work of the Buffalo Museum of Science in 1930. National Res. Council. 1931, S. 170—173.

Thomas G. Thompson. Oceanographic program at the University of Washington. National Res. Council. 1931, S. 173—174.

Charles F. Brooks. Progress in Gulf Stream temperature-investigations. National Res. Council. 1931, S. 174—178.

H. R. Seiwel. Preliminary report on the results obtained by duplicate measurements of specific gravity of sea-water by the Knudsen and Plummet methods. National Res. Council. 1931, S. 178—179. *H. Ebert.*

H. Thorade. Probleme der Wasserwellen. Mit 5 Bildern, 4 Karten und 110 Abbildungen auf 11 Tafeln. VIII u. 219 S. Hamburg, Verlag von Henri Grand, 1931. (Sammlung Probleme der Kosmischen Physik. Herausgegeben von Ch. Jensen und A. Schwassmann.) Bd. XIII und XIV. Diese Darstellung der Natur der Wasserwellen zeigt, welche Fülle von Problemen gerade die so allgemein bekannten Wasserwellen bieten. Hierzu trägt die konsequent durchgeführte Gegenüberstellung von Theorie und Beobachtung besonders bei.

Kohlhörster.

Charles Bittering and E. O. Hulburt. Measurements of the color of the sea and sky. National Res. Council. 1931, S. 87—88. Verff. berichten, daß sie auf ihrer Seereise um den Osten von Kuba und durch die Karibische See nach Panama eine Farbenänderung der See erst beim Eintritt in den Golfstrom im tiefen Wasser beobachtet hätten. Die Karibische See hatte ein wundervoll glänzendes Blau, ganz verschieden von dem Bläulichschwarz des Atlantischen Ozeans nördlich des 30. Breitenkreises. Eine Berechnung nach Ramans Theorie der Bodenfarbe der See (sie beruht auf der Einstein-Smoluchowskischen Fluktuationsformel) ergibt, daß die Differenz in der Bodenfarbe der Karibischen See nicht ganz den Unterschieden in der Temperatur zuzuschreiben ist; Farbendifferenzen beruhen also teilweise auch auf anderen Wirkungen als denen der Temperatur, auf solchen animalischen, vegetabilischen oder mineralischen Ursprungs. Verff. regen im Anschluß zum Gebrauch von Farbenkarten bei spektrophotometrischen Messungen von gewissen natürlichen Phänomenen an, sind doch solche Karten bei einfacher Handhabung und unter Bedingungen zu verwenden, wo sorgfältig

ausgearbeitete spektrophotometrische Apparate nicht anwendbar sind. Mit einem kurzen Hinweis auf eine in Vorbereitung befindliche Methode der Messung der Sichtbarkeit zur See schließt die Arbeit. Es ist nämlich die relative Helligkeitsdifferenz zwischen See und Himmel in der Nähe des Horizonts bei klarem Wetter am größten und im Nebel am geringsten, daher muß eine Messung der Differenz in dieser Hinsicht eine Funktion der Sichtigkeit sein. *Blaschke.*

C. F. Merriam. Work on runoff-data. National Res. Counc. 1931, S. 226—227. In einer nicht formellen Mitteilung verweist der Verf. auf mehrere hydrologische Veröffentlichungen großer amerikanischer Unternehmungen und zugleich darauf, daß man früher zur Bildung von Systemen von Vorhersagen von Wasserverhältnissen auf lange Sicht sich mit fehlerhaften Daten bzw. bloßen Vermutungen zur Korrektur mangelhafter Angaben begnügte. In mathematischer Hinsicht sind solche Annahmen sehr einfach, aber sie vermögen kein richtiges Bild der Flutverhältnisse zu geben. Die oben erwähnten Berichte basieren aber auf Methoden, die von der United States Engineers u. a. angewendet werden und enthalten somit sehr gute Werte des mittleren jährlichen Wasserabflusses, haben also bei aller Wahrscheinlichkeit einen hohen Grad von Genauigkeit usw. Die früheren mittleren jährlichen Werte des Regenfalles beruhten oft nur auf sehr wenigen Beobachtungsjahren und so entstanden nur kurzfristige Berichte. Das fortlaufende Studium analytischer Methoden führte bereits für Ableitung zweckdienlicher Information von meteorologischen wie hydrologischen Daten zu einer einfachen Anwendung der Methode der kleinsten Quadrate, welche sehr leicht zur Bestimmung mittlerer Werte angewendet werden kann. *Blaschke.*

G. E. R. Deacon. Velocity of Deep Currents in the South Atlantic. Nature 128, 267, 1931, Nr. 3224. Verf. verweist auf Beobachtungen, die er zusammen mit H. F. P. Herdman auf einer Reise durch die Antarktis anstellte und die Verteilung von Temperatur, Salzgehalt, Sauerstoff, Phosphaten, Nitraten und Nitriten betrafen, wobei die Bestimmung der Wasserstoffionenkonzentration einbezogen war. Einige der diesbezüglichen Ergebnisse sind in einigen Zahlen wiedergegeben, die Variation des Sauerstoffgehalts des Wassers bzw. die Schnelligkeit der Strömung der Antarktis in der Fig. 1 und 2 veranschaulicht. Es ergibt sich eine Zunahme in der Schnelligkeit der Strömung von 1,2 miles pro Tag in 40° S bis 2,5 miles pro Tag in 7° S, sowie Schwankungen derselben innerhalb der Jahreszeiten (Sinken im Winter und Sommer). *Blaschke.*

A. Defant. Bericht über die ozeanographischen Untersuchungen des Vermessungsschiffes „Meteor“ in der Dänemarkstraße und in der Irmingersee. Zweiter Bericht. Berl. Ber. 1931, S. 345—359, Nr. 19. Die Fahrt des „Meteor“ dauerte vom 16. Juli bis zum 28. August 1930, die tatsächlichen ozeanographischen Arbeiten vom 30. Juli bis zum 15. August. Auf den 27 ozeanographischen Stationen erfolgten in Serienbeobachtungen 490 korrespondierende Beobachtungen von Temperatur und Salzgehalt aller Tiefenhorizonte von der Meeresoberfläche bis zum -boden; zwischen den ozeanographischen Stationen lagen 38 Oberflächenstationen. Auf der ganzen Fahrt zeichnete ein elektrischer Thermograph den Temperaturverlauf an der Meeresoberfläche auf, betrug die Anzahl der Sauerstoffanalysen 380; es wurden an 123 Stellen der Gehalt des Meeresswassers an Nährstoffen (Phosphat und Nitrat) und an 30 Oberflächenorten Planktonproben für Verarbeitung in der Heimat konserviert. Die Tiefenbestimmungen des Meeresbodens erfolgten mit dem Echolot (Atlaslot) und gestatteten, eine detaillierte, neue Tiefenkarte des befahrenen Gebiets (es ist der

Reykjanes-Rücken) zu entwerfen (im Bericht in Abb. 2 und 3 wiedergegeben). Die Lotungen der Meteorfahrten ergeben zusammen mit denjenigen der amerikanischen „Marion“-Expedition schon eine recht gut detaillierte Tiefenkarte für den Nordwesten des Atlantischen Ozeans. Die Bearbeitung der Oberflächenverhältnisse des Atlantischen Ozeans im Rahmen des Meteorwerkes reicht bis zur Faröer-Insel-Grönland-Schnelle und stützt sich auf die von Dr. Böhncke zusammengetragenen Temperatur- und Salzgehaltsbestimmungen; deren Monatskarten werden im Expeditionswerk der Deutschen Atlantischen Expedition besprochen werden. Aus den mittleren Temperatur- und Salzgehaltskarten des Monats August lassen sich die Dichteverteilung bzw. Stellen maximaler Dichte (Abb. 4) herleiten, Temperatur-, Salzgehalt und Dichteverteilung wieder aus der Stromverteilung (Abb. 5). Im Zusammenhang mit dieser Abbildung erörtert nun A. Defant die Frage, ob und inwieweit aus Isolinien der verschiedenen Eigenschaften des Meerwassers auf die Stromlinien der Wasserbewegung geschlossen werden kann und unterscheidet dabei zwischen stationären und nicht-stationären Verhältnissen, bespricht die Momente bzw. Bewegungsgleichungen für ein homogenes bzw. inhomogenes Meer (ohne Reibung und Turbulenz, wie unter Berücksichtigung der Turbulenzreibung) und rät nur zu einer vorsichtigen Anwendung der Methode, aus der Verteilung von Temperatur und Salzgehalt auf Strömungen zu schließen.

Blaschke.

Mlle E. Chandon. Profondeur moyenne d'un canal calculée au moyen des constantes harmoniques de deux stations. C. R. 192, 666—667, 1931, Nr. 11. Bei einer Untersuchung der halbtägigen Gezeit des Roten Meeres wurde das Meeresbecken in vier Teilkanäle zerlegt. Während für die ersten drei Kanäle die Übereinstimmung zwischen beobachteten und berechneten harmonischen Konstanten sehr gut war, mußte für den vierten Kanal eine Tiefe von 73 m angenommen werden (statt 43 m), um Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Rechnung zu erzielen. Während der Wert von 43 m aber mit Hilfe nur weniger Beobachtungen ermittelt wurde, ist neuerdings von anderer Seite als richtigerer Wert der Kanaltiefe aus größerem Beobachtungsmaterial 76 m ermittelt worden, in guter Übereinstimmung mit dem theoretisch angenommenen Wert. Aus dieser Tatsache wird geschlossen: Die Reibung, die in den Rechnungen nicht berücksichtigt worden ist, ist selbst in einer so turbulenten Gegend wie der Enge von Bab-el-Mandeb bedeutungslos; ferner erlaubt die Methode der Zerlegung in Kanäle, aus den harmonischen Konstituenten die mittlere Tiefe eines jeden Kanals zu berechnen.

Haurwitz.

E. Fichot. Observation sur la Communication précédente. C. R. 192, 667, 1931, Nr. 11. Die Berechnung der mittleren Tiefe eines Kanals, wie sie vorstehend beschrieben wurde, ist nur mit einem erheblichen Grade von Unbestimmtheit möglich. Diese Unbestimmtheit hängt vom Grade der Resonanz des betreffenden Meeresteils mit der betrachteten Gezeit ab.

Haurwitz.

Giovanni Platania. Trasparenza del mare e visibilità da alta quota. Cim. (N. S.) 8, 152—156, 1931, Nr. 4. Bei der Untersuchung der umstrittenen Frage der Durchsichtigkeit des Meerwassers bei Betrachtung aus großen Höhen leitet der Verf. die Gleichung der Erzeugenden der Rotationsfläche ab, welche das Gebiet der Sichtbarkeit (von einem hochgelegenen Punkte aus) unter Wasser begrenzt.

K. Przibram.

Giovanni Platania. La trasparenza del mare e la visibilità da alta quota. Cim. (N. S.) 8, Rivista S. C, 1931, Nr. 5. (Siehe vorstehendes Referat.)

K. Przibram.

Harold Jeffreys. On the quantity of oceanic NaCl. Gerlands Beitr. 26, 58—60, 1930, Nr. 1. Aus der Annahme, daß die in den $1,4 \cdot 10^{24}$ g Meerwasser enthaltenen 1,08% Na aus der Zersetzung vulkanischer Gesteine gewonnen wurden, berechnet der Verf., daß diese zersetzte Gesteinsschicht die gesamte Erde in einer Dicke von 0,6 km oder die Kontinente allein in einer 2 km dicken Schicht überdecken müßte. Die Konstanz der chemischen Zusammensetzung im Meerwasser auch in den geologischen Zeiten führt ihn zur Annahme, daß das NaCl der Ozeane durch chemische Reaktion mit den Felsen des Meeresbodens gebildet wird.

F. Steinhauser.

Kurt Buch, H. Wattenberg und H. W. Harvey. Apparent Dissociation Constants of Carbon Dioxide in Sea-water of Different Salt Contents. Nature 128, 411—412, 1931, Nr. 3227. Seewasser enthält neben den in ihm gelösten neutralen Salzen geringe Mengen freies Alkali in Form von Bicarbonat und Carbonat und daneben freie Kohlensäure. Das Verhältnis derselben und damit die Wasserstoffionenkonzentration des Seewassers ändert sich an den einzelnen Stellen der Meere und ist vor allem durch die Intensität der Assimilation von Pflanzen und der Atmung von Seetieren abhängig. In Gemeinschaft mit dem Internat. Council for the Exploration of the Sea durchgeführte Bestimmungen der Dissoziationskonstanten K'_1 und K'_2 der Kohlensäure bei verschiedenem Salzgehalt unter gleichzeitiger Messung der jeweiligen Wasserstoffionenkonzentration

ergaben die Gültigkeit der Gleichung: $pK'_1 = 6,518 - 0,588 \sqrt[3]{c}$ ($t = 18^\circ$), worin pK'_1 den negativen Wert des Logarithmus von K'_1 und c die Konzentration sämtlicher Kationen angibt. Da deren Zusammensetzung in Meerwasser stets gleich ist, ist die Kationenkonzentration direkt proportional dem Salzgehalt. Die Werte für K'_1 wurden durch Schütteln von Seewasser mit Kohlensäure bis zur Einstellung eines (gegen die Chinhydronelektrode gemessenen) p_H -Wertes von 5 bis 6 bestimmt, die Werte für K'_2 in gleicher Weise bei einem p_H -Wert von etwa 9. Eingehendere Mitteilungen sollen in den Rapports et Procès-verbaux des Internat. Council for the Exploration of the Sea veröffentlicht werden.

Brückner.

Koji Hidaka. On the angle between the wind and the drift current. Mem. Imp. Mar. Obs. Kobe 4, 241—270, 1931, Nr. 3. Der Effekt des Vertikalgradienten der Zähigkeit auf den Abweichwinkel zwischen Strömung und Wind wird auf Grund vorliegender Daten aus Beobachtungen untersucht. Die Übereinstimmung der vom Verf. entwickelten Theorie und praktischen Beobachtungen scheint für das Vorhandensein des Effektes zu sprechen, was durch weitere Beobachtungen deutlicher erwiesen werden soll.

E. J. M. Honigsmann.

C. Kassner. Die Herkunft des Wortes Orkan. Meteorol. ZS. 48, 322—323, 1931, Nr. 8.

H. Ebert.

F. S. Fowle. Atmospheric turbidity. National Res. Coun. 1931, S. 86—87. Verf. verweist auf die Arbeiten von Abbot und seiner Mitarbeiter, durch welche das Interesse der Meteorologen auf die Bestimmung der Solarkonstanten und ihrer Schwankungen hingelenkt wurde und gedenkt der diesbezüglichen Konferenz in Berlin und Potsdam im Februar 1931. Er kommt dann auf die Schwankungen in der Atmosphäre zu sprechen und den Ausdruck bzw. die Bedeutung der atmosphärischen Turbulenz, die Möglichkeit der Ermittlung der Bewegungskoeffizienten der Luft mittels der Rayleighschen Formel und einer gewissen Beziehung mit dem Turbulenzfaktor. Hierzu entwickelt bzw. stellt Fowle einige Formeln auf, bringt die obigen drei Faktoren in Beziehungen zueinander und nennt sie die Grundlage der „long-methods“.

Blaschke.

Napier Shaw. The Energy of Horizontal Atmospheric Motion. *Nature* 128, 226, 1931, Nr. 3223. Verf. nimmt Bezug auf seine Mitteilung in *Nature* vom Juni 1927 über „atmospheric structure“, wo in Frage stand: für irgendeinen Teil eines horizontalen Isobarenfeldes unter gewissen Bedingungen seine Energie zu ermitteln. Verf. zeigt, daß dies möglich ist, geht gleich von einer Probe dazu aus und führt ein Beispiel durch. *Blaschke.*

N. R. Dhar, Gopala Rao and Atma Ram. Photosynthesis in tropical sunlight. *Trans. Faraday Soc.* 37, 554—558, 1931, Nr. 8 (Nr. 123). Pflanzen absorbieren bekanntlich unter der Einwirkung des Lichtes das Kohlendioxyd der Luft und führen es bei Dazwischentreten von Wasser in Kohlehydrate über (Photosynthesis oder Kohlensäureassimilation). Vorgeführt wird der Verlauf der Photosynthesis von Formaldehyden, die Polymerisation derselben, sowie die Einwirkung des Lichtes auf einige nitrogene Gemische ($\text{HCHO} + \text{Ammonia} + \text{Titaniumdioxide}$ bzw. $+ \text{Kupfercarbonat}$). Die Resultate führen zur Diskussion bzw. Generaldiskussion zahlreicher an dem Verlauf der Prozesse interessierter Forscher, deren Ausführungen kurz wiedergegeben werden. *Blaschke.*

A. F. Gorton. Cyclical variations in precipitation, runoff, and lake-levels and their relation to long-range forecasting. *National Res. Counc.* 1931, S. 88—90. Verf. weist darauf hin, daß Unwetterkatastrophen schon in alten Zeiten in mehr oder weniger langen Zwischenräumen auftraten, Wetterzyklen also lange bekannt sind, nur wurde ihre Existenz von den Meteorologen angezweifelt. Kürzlich haben nun amerikanische Kraftwerksgesellschaften an der Möglichkeit einer Vorhersage von Wetterperioden großes Interesse bezeugt; es kommt ja auch viel bei Projekten großer Wasserstauwerke darauf an, vorher das Maximum wie Minimum von etwa verfügbaren Wassermengen zu kennen, um danach den Krafterzeugungskoeffizienten bzw. die Flutwasserkontrolle berechnen zu können. Dem Hinweis des Verf. auf Warm- bzw. Kaltwetterperioden und ihre Folgen folgt die Anführung des Brücknerschen Zyklus von 32 Jahren, trockener Klimaregionen (wie Mongolei, Tibet, Irak, Nordafrika und Gegenden in Neu-Mexiko) und endlich von Schwankungen in der Sonnentätigkeit (von wenigstens 100 Jahren und mehr). Verf. kommt auf alte Berichte von großen Regenfällen zu sprechen (Charleston, Boston, Rom und Padua u. a.), die von langanhaltenden Tendenzen oder Zyklen von 60—70—90 Jahren und mehr zeugen (Sakramento, San Francisco oder San Diego). Im Anschluß auf den Hinweis von Wirkung der Sonnenflecken und ihre periodische Wiederkehr erwähnt er diesbezügliche Arbeiten wie H. W. Clough (*Mon. Weath. Rev.* 56, 251, 1928) und A. Streiff (ebenda 54, 289, 1926). Es handelt sich um Methoden wie: Kurve aus vielen Abweichungen von der Normalen, oder die „Maß“-kurve, welche einfach das erste Integral der beobachteten Werte darstellt, oder um Lustren (5 Jahre), oder Dekadenmittel (5, 10 Jahre usw.). Aus der Anwendung dieser Methode auf Kalifornien ergeben sich Schwankungen in Regenfällen zu 2 bis 3, 5 bis 6 und 22 bis 26 Jahren (Brückners Zyklus), ja bis 55 bis 60 Jahren. Gorton führt Weiteres an und geht zu den Sonnenflecken über (siehe die Arbeiten von Streiff), den übrigen Sonnenphänomenen, macht schließlich darauf aufmerksam, daß die Meeresoberfläche viel wirksamer ist als das Land hinsichtlich der von der Sonne empfangenen Energie und entsprechend viel wichtiger als Quelle der Rückstrahlung in die Atmosphäre (dynamische Grundlage der Wetterkunde). Zu erstreben ist die Möglichkeit einer Vorhersage über Perioden von 6, 11 und 25 Jahren, die von Wert wären für die Landwirtschaft, Ökonomie und finanzielle Interessen. *Blaschke.*

Alexander Dieckmann. Fitz Roy. Ein Beitrag zur Geschichte der Polarfronttheorie. Naturwissensch. 19, 748—752, 1931, Nr. 36. Myrbach erklärte auf Grund vieler Gleichartigkeiten in der Lehre Dove zum „kongenialen Vorläufer“ von Bjerknes (Meteorol. ZS. 129, 134, 1921). Dieckmann tritt für W. Blasius ein, der zu wenig zur Geltung komme, obwohl seinem Lehrgebäude nur die klare Anschauung der „Kaltfront“ fehlte; zudem näherten sich seine Anschauungen schon sehr denen von Margules und Exner. F. Roy wäre mit seinen Ansichten zwischen Dove und Blasius zu nennen und gelte doch nur als Organisator des öffentlichen Wetterdienstes in England. A. Dieckmann tritt nun in obiger Arbeit dem entgegen und verweist dabei auf die Arbeiten von F. Roy, indem er in zwei Diagrammen (Abb. 1, Vorstellung von einem polaren Strom von mäßiger Energie und Tropikluft; Abb. 2, Karte des Sturmes vom 26. Oktober 1859, als „The Royal Charter Storm“ bekannt) die Anschauungen jenes wiedergibt und auf weitere in die damalige Zeit fallende Veröffentlichungen von anderen Forschern hinweist. *Blaschke.*

Leonardo Martinozzi. Teodolite Eredia per sondaggia aerologici. Cim. (N. S.) 8, Rivista S. CI—CII, 1931, Nr. 5. Kurzer Bericht über den von Eredia konstruierten Theodoliten zur Beobachtung von Pilotballons. *K. Przibram.*

Leonardo Martinozzi. Le teorie sulla formazione della grandine e le osservazioni recenti. Cim. (N. S.) 8, Rivista S. CIII, 1931, Nr. 5. Kurzer Bericht über Hageltheorien. *K. Przibram.*

E. Palmén. Die Luftbewegung im Cirrusniveau über Zyklonen. Meteorol. ZS. 48, 281—288, 1931, Nr. 8. Nach kurzer Erörterung der Fälle, in denen die Hesselbergsche Regel hinsichtlich der Bewegungsrichtung der Depressionen zutrifft oder nicht, behandelt der Verf. die Cirrusbewegung in verschiedenen Teilen einer Zyklone (zeigt die Luftströmung im Cirrusniveau über einer Warmfront, die Stromlinien dabei in verschiedenen Entwicklungsstadien einer Zyklone u. a.), verweist auf die jeweiligen Landungsorte von Registrierballonen bei Aufstieg vor einer Warm- bzw. hinter einer Kaltfront. Jedenfalls lassen sich in verschiedenen Fällen einige Regeln für die Luftbewegung im Cirrusniveau über den atmosphärischen Störungen ableiten, aus einem Strömungsschema Abweichungen zwischen Cirrusbewegung und Fortpflanzungsrichtung der Zyklonen erklären. Die Hesselbergsche Regel gilt nur für die inneren Teile des Warmsektors, Zyklonenbahn und Stromlinien brauchen im Cirrusniveau über größeren Gebieten im allgemeinen durchaus nicht miteinander parallel zu verlaufen. *Blaschke.*

P. Raethjen. Stationäre Strömung unter dem Einfluß der Schwere in stabil geschichteten Flüssigkeiten und Gasen, insbesondere in der Atmosphäre. Meteorol. ZS. 48, 288—306, 1931, Nr. 8. Verf. behandelt zuerst atmosphärische Störungsprobleme (Reibungs-, Schichtungseinflüsse, Kompressibilität, Kondensationsvorgänge und dergleichen), entwickelt dann den Begriff der „Stromfunktion“, wie den der „Wirbelstärke“ bzw. der „Drehung“ und die Differentialgleichung der Stromfunktion. Er geht ferner auf die Integrations Schwierigkeiten bei unendlich fernem Rande des Stromfeldes ein (Folge des gleichen Drehsinns der Wirbel), zeigt die Einflußgrenzen des hydrodynamischen Druckes (bei ihm schwindet die Wirbelstärke, sobald die Stromlinien gleichzeitig Isobaren sind), sowie auf die Integrationsmöglichkeiten bei unendlich fernem Rande des Stromfeldes. Besprochen wird dann die Druckverteilung im Lee wie

in Luv, ein einfacher Fall diskontinuierlicher Schichtung, die luvseitige Hebung wie leeseitige Senkung der Inversionsschicht, die seitliche Umströmung des Hindernisses, wie der Einfluß von Wärme- und Impulsaustausch. Austauscherscheinungen sind durch theoretische Untersuchungen nur ungenügend zu klären, besser auf Grund atmosphärischer Messungen, nur läßt sich der Austausch nicht direkt messen.

Blaschke.

K. Lehmann. Symmetriegebiete des Luftdrucks. Gerlands Beitr. 30, 241—276, 1931, Nr. 3/4. Die Verteilung der Stationen, die gut ausgeprägte Symmetriepunkte (S. P.) in den Luftdruckkurven, und solcher, die keine S. P. aufweisen, wird untersucht. Die Untersuchung erstreckt sich auf die nördliche Hemisphäre und wurde durchgeführt für ein 72tägiges Intervall in einem Winter mit anomalen Temperatur- und Luftdruckgegensätzen (1923/24) und für einen Winter mit normalen Verhältnissen (1924/25). Da die Existenz eines S. P. ein gleichzeitiges Schwingen in extremen Phasen für die Elementarwellen fordert, sind aus Isophasenkarten die Gebiete mit großer Linienhäufung als „Symmetriegebiete“ (S. G.) zu entnehmen. An den Symmetrietagen (S. T.) von Hamburg (15. Januar 1924 und 15. Dezember 1924) findet man große Isophasenhäufung über der Nordsee und nach Süden über Deutschland, Balkan nach Südwest-Rußland, nach Norden längs der norwegischen Küste zum Eismeer und weiter halbkreisförmig um den Nordpol, weniger stark ausgeprägt noch im nordamerikanischen Felsengebirge. Überall dort ergeben sich auch hohe Korrelationskoeffizienten (K. K.) zwischen den symmetrischen Luftdruckkurven, berechnet nach den Ergebnissen der harmonischen Analyse. Im mittleren Sibirien, über Island-Norwegen in beiden Wintern und 1923/24 im Beringmeer und mittleren Pazifischen Ozean und 1924/25 in Mittelasien weisen Gebiete mit hohen negativen K. K. darauf hin, daß hier die Elementarwellen des Luftdruckes in Phasen von 0 oder 180° schwingen. Bei Betrachtung der Korrelationsgebiete der einzelnen Wellen wird ersichtlich, welche Elementarwelle in den verschiedenen Gebieten und Zeiten beherrschend ist. Da nicht an allen Orten derselbe Tag guter S. T. sein kann, wurde für jede Station der Tag gesucht, der den größten K. K. ergab, und so wurden als „Gebiete optimaler Symmetrie“ 1923/24 die Polarkalotte mit vier Ausläufern nach Sibirien, Europa, den Pazifischen und dem Atlantischen Ozean und 1924/25, abgesehen von der Polarkappe, ähnliches gefunden, während die übrigen Gebiete sich zur Ausbildung von S. P. in diesen Jahren nicht geeignet erwiesen. Für einzelne S. G. wird die „Wetterkartensymmetrie“ behandelt, indem die Luftdruckwerte der Stationen dieses Gebiets mit den entsprechenden, vom S. P. äquidistanten Tagen korreliert werden (räumlicher K. K.). Die Darstellung dieser K. K. in einer Kurve gab eine auffallende Ähnlichkeit mit der Luftdruckkurve selbst, indem einem Tief negative K. K. entsprachen und einem Hoch positive K. K.

F. Steinhäuser.

Johannes Letzmann. Über die Einflüsse positiver und negativer Beschleunigung auf ortsfest rotierende Flüssigkeitssäulen. Gerlands Beitr. 25, 360—413, 1930, Nr. 3/4. Der Verf. beschreibt zunächst die Bestandteile geophysikalischer Luftwirbel und unterscheidet vier Typen von Wirbelkernen: 1. den divergenten Kern mit in der Achse vertikal absteigender und an der Außenfläche aufsteigender Bewegung; 2. den konvergenten Kern mit aufsteigender Bewegung in der Achse und fehlender Vertikalströmung an der Außenfläche; 3. den neutral-konvergenten Kern ohne Vertikalbewegung in der Achse und mit aufsteigender Strömung an der Außenfläche und 4. den neutralen Kern mit kreisförmiger Bewegung aller Teilchen ohne jeden Vertikalstrom. Die

Beziehung dieser Kerne zu den Beschleunigungsverhältnissen wird angegeben und weiter werden auch Wirbelmantel und Wirbelfuß besprochen. Der Einfluß von positiver und negativer Beschleunigung auf Wirbel wurde mittels mit Flüssigkeit gefüllter und auf Drehschemel aufmontierter Zylindergefäße durch Beschleunigung oder Abbremsung der Rotation untersucht. Die Einflüsse der Boden- und Deckenfläche und der Zylinderfläche und die durch diese Beschleunigungsverhältnisse bewirkten Wirbelbildungen und Bewegungsänderungen werden in sehr ausführlicher Weise besprochen und zum Schluß teilweise auf Bewegungsverhältnisse in Tromben angewendet. *F. Steinhäuser.*

L. Egersdörfer. Beiträge zum Internationalen Monat Mai 1926. B. Korrelationen zwischen Luftdruck und Temperatur vom Boden bis 9 km Höhe über München. Deutsches Meteorol. Jahrb. f. Bayern 1930, Teil J, 5 S. Nach kurzer Diskussion der Mittelwerte und ihrer mit der Höhe zunehmenden mittleren Schwankung für Luftdruck und Temperatur werden für zehn Höhenstufen alle möglichen Korrelationskoeffizienten der Luftdrucke unter sich, der Temperaturen unter sich und zwischen Luftdruck und Temperatur berechnet und mittels Isoplethen dargestellt. Die Korrelation der Temperaturen unter sich zeigt, daß bei Annahme eines wellenartigen Vorgangs dieser die ganze Troposphäre in einem Tage mit annähernd gleichmäßiger Phasenverschiebung durchsetzt (Advektion troposphärischer Luftpörper). Ähnliches gilt für die Korrelation der Luftdrucke unter sich. Bei der Korrelation zwischen Luftdruck und Temperatur werden bekannte Ergebnisse neu bestätigt und dahin vertieft, daß der Druck in 9 km Höhe nicht nur mit der Mitteltemperatur der Troposphäre, sondern auch noch mit den Grenztemperaturen am Boden und in 9 km Höhe selbst sehr gut korreliert ($r = 0,85$), eine Folge der einheitlichen Temperaturwelle. Druck- und Temperaturwellen in gleichen Höhen ergeben deshalb oberhalb 3 bis 4 km geringe, darunter große Phasenverschiebung (Störung durch Bodeneinflüsse). Diese Schicht von 3 bis 4 km Höhe tritt auch sonst mehrfach hervor. Unter Hinweis auf Palmén wird die Wichtigkeit der troposphärischen Vorgänge, die durch Wetterflugzeuge für den täglichen Dienst noch erfaßbar sind, gegenüber der mehr als passiv anzusehenden Stratosphäre betont. *L. Egersdörfer.*

K. R. Ramanathan. The Structure and Movement of a Storm in the Bay of Bengal during the period 13th to 19th November 1928. India Meteorol. Dep. Scient. Notes 3, Nr. 22, S. 29—33, 1931. Verf. beschreibt die Wetterlage bei einem Sturm im Golf von Bengalen unter Berücksichtigung der aerologischen Verhältnisse. Er kommt zu dem Resultat, daß Sturmzyklonen auch in diesem Gebiet mit einem Warmsektor verbunden sind und daß die Bewegung von Front und Luftmasse die Bewegung des Tiefs bedingt. *K. Keil.*

H. R. Puri. Historical Note on the Catch of Raingauges. India Meteorol. Dep. Scient. Notes 3, Nr. 23, S. 37—59, 1931. Der Verf. gibt eine Übersicht über die verschiedenen Maßnahmen, die getroffen werden müssen, um einen Regenmesser so aufzustellen und einzurichten, daß seine Angaben den tatsächlich fallenden Niederschlägen möglichst entsprechen. Es fällt auf, daß die zahlreichen Arbeiten deutscher Autoren wie Sprung und Hellmann dem Verf. offenbar unbekannt sind. *K. Keil.*

H. R. Goldie. Characteristics of Rainfall Distribution in homogeneous Air Currents and at Surfaces of Discontinuity. Geophys. Mem. Meteorol. Office London 53, 1—19, 1931. Der Verf. kommt zu dem Resultat,

daß der Niederschlag an Warm- und Kaltfronten eine charakteristische halbtägige Periode zeigt, die wesentlich größer ist als die gleiche Periode in homogener Äquatorial- oder Polarluft. Nach den Ausführungen des Verf. wird die tägliche Periode des Niederschlags in erster Linie bedingt bei Kaltfronten von der thermodynamischen Wirksamkeit von Ein- und Ausstrahlung in dem mehr oder weniger warmen Sektor vor der Front und bei Warmfronten von dem entsprechenden Effekt der Ein- und Ausstrahlung in der wolkigen Warmluft über der Aufgleitfläche. Weiterhin vergleicht der Verf. die tägliche Periode des Niederschlags mit der gan- und halbtägigen Periode des Luftdruckes.

K. Keil.

S. Gopal Rao. Some Statistical Relations of Temperature and Pressure in the Upper Atmosphere over Agra (1926—29) and Batavia (1910—15). *Scient. Notes India Meteorol. Dep.* **3**, 83—88, 1931, Nr. 26. Verf. betrachtet die Korrelationskoeffizienten (K. K.) zwischen Druck und Temperatur in verschiedenen Höhen und vergleicht diese Werte mit den Zahlen für Europa und Batavia. Für Europa war bereits festgestellt, daß in der Troposphäre ein ziemlich hoher positiver K. K. besteht, der in der Substratosphäre rasch abnimmt und in der Stratosphäre negativ wird. Ganz ähnliche Verhältnisse ergeben sich auch für Nordindien, nur wird dort im Jahresmittel und für die Monsunzeit der K. K. für Druck und Temperatur in verschiedenen Höhen in der Stratosphäre wieder positiv. In Batavia bleibt der K. K. immer positiv bis zu Höhen von 18 km. Entsprechend der verschiedenen Dicke der Troposphäre tritt der Durchgang des K. K. durch 0 in Europa etwa in 10 bis 11 km, in Indien kleiner werdend bei 13 bis 15 km, größer werdend bei 17 km Höhe ein.

K. Keil.

C. L. Pekeris. Radiation Equilibrium and Humidity distribution in a semi-gray atmosphere. *Gerlands Beitr.* **28**, 377—389, 1930, Nr. 4. Nach einer Besprechung und Kritik der Ableitungen Emdens und Hergesells berechnet der Verf. neuerdings die Temperatur- und Feuchtigkeitsverteilung für das Strahlungsgleichgewicht in einer semigrauen Atmosphäre unter Verwendung der von Hergesell angegebenen Abhängigkeit des Dampfdruckes f

von der Temperatur $f = f_0 e^{\frac{23,56}{273+t} - t}$ ($f_0 = 3,12$ mm Hg) und der von diesem und von Emden gemachten übrigen Voraussetzungen. Die Gleichgewichtstemperaturen an der oberen und unteren Grenze ergeben sich unabhängig von der vertikalen Feuchtigkeitsverteilung bloß aus den Annahmen über die Absorption der Atmosphäre. Der Verf. zeigt auch, daß das von Hergesell zur Be-

rechnung der vertikalen Temperaturverteilung verwendete Massenintegral $\int_0^1 f dm$ durch Annahmen über die Durchlässigkeit und Abhängigkeit zwischen Dampfdruck und Temperatur vollständig bestimmt ist und nicht nach einer tatsächlichen Verteilung gewählt werden darf. Dementsprechend bekommt er auch eine andere vertikale Temperaturverteilung als Hergesell.

F. Steinhauser.

Koji Hidaka. On mixing of warm and cold saturated air. Part I. Equal Masses (with Figures and Tables). *Mem. Imp. Mar. Obs. Kobe* **4**, 53—74, 1931, Nr. 2. Obwohl die Mischungstheorie des Regens heute allgemein fallen gelassen ist, hat es doch einiges Interesse, Temperatur- und Feuchtigkeitsgehaltsänderungen der Luft bei Mischungsvorgängen zu untersuchen, wie es der Autor in der vorliegenden Arbeit für gleich große gesättigt feuchte Luftmassen tut. Dabei sind Kondensations- und unter Umständen auch latente Schmelzwärme zu berücksichtigen.

sichtigen. Besondere Behandlung erfordern die Fälle, in denen die mittlere Temperatur der beiden Luftmassen zusammengenommen unter dem Gefrierpunkt liegt, die endgültige Temperatur der Mischung aber darüber. Die Fehler, die durch die Annahme konstanter spezifischer und Kondensationswärme begangen werden, sind nur klein und können unberücksichtigt bleiben. Mittels der entwickelten Formeln werden schließlich für drei verschiedene Druckwerte, 760, 700 und 600 mm, Tabellen berechnet, die, für Temperaturen der beiden Luftmassen von -30 bis $+30^{\circ}$ von 5 zu 5° fortschreitend, Temperatur, Feuchtigkeitsgehalt und Menge des kondensierten Wassers der Mischung zu berechnen erlauben. *Haurwitz.*

R. M. Deeley. Sunspots and Pressure Distribution. *Nature* **126**, 401, 1930, Nr. 3176. Vergleichen von astronomischen Aufnahmen der Sonne und meteorologischen Karten zeigten einen Zusammenhang zwischen Stellung der Sonnenflecke und dem Barometerstand in der Arktis. Der Barometerdruck in der Arktis ist niedrig, wenn Sonnenflecke in der Nähe des Sonnenzentrums sind. Weitere Untersuchungen sind im Gange. *H. Ebert.*

Gerhard Baumann. Strömungseinfluß des mitteldeutschen Gebirgsrandes und seine Bedeutung für die Flugmeteorologie dieses Gebiets. *Arch. d. D. Seewarte* **49**, 48 S., 1931, Nr. 9.

Höhenwindmessungen, durchgeführt von Schiffsoffizieren der deutschen Handelsflotte. Bearbeitet vom Seeflugreferat der Deutschen Seewarte. 2. Folge März 1929 bis April 1930. *Arch. d. D. Seewarte* **50**, 68 S., 1931, Nr. 1.

H. Konen. Strahlungsprobleme. *ZS. d. Ver. d. Ing.* **75**, 1033—1037, 1931, Nr. 33. *H. Ebert.*

A. Sinjagin. Über die Verteilung der atmosphärischen Polarisation. *Gerlands Beitr.* **27**, 382—425, 1930, Nr. 3/4. Aus der Zusammenfassung: In Fortsetzung einer früheren Arbeit (*Gerlands Beitr.* **24**, 273, 1929) wird die Grundformel der „Stromlinien“ der Polarisation für den Fall beliebiger Sonnenhöhe verallgemeinert und mit ihr eine vollkommen genaue und allgemeine Formel abgeleitet, durch die der Winkel, den die Polarisationsebene mit dem Vertikal eines beliebigen Punktes einschließt, definiert wird. *H. Ebert.*

W. Smosarski. Die Polarisation des Himmelslichtes und ihre Zusammenhänge mit anderen meteorologischen Elementen. *Gerlands Beitr.* **30**, 408—424, 1931, Nr. 3/4. Der Verf. hat in den Jahren 1927 bis 1931 Polarisationsmessungen bei wolkenfreiem Himmel zu Mittag im Sonnenvertikal normal zu den Sonnenstrahlen und im Zenit durchgeführt, woraus auch die Intensitätskomponenten des diffusen Lichtes angenähert bestimmt werden können. Im jährlichen Gang der Polarisation zeigt sich, daß die Schwankungen von Monat zu Monat am Mittag nicht größer sind als bei am Horizont stehender Sonne. Die tägliche Amplitude ist auch von der Kulminationshöhe der Sonne unabhängig und hat Maxima im März und September und Minima im Dezember und Sommer. Gleichzeitig wurden Sonnenstrahlung, elektrische Leitfähigkeit, Potentialgefälle und die meteorologischen Elemente beobachtet, und als Zusammenhang der Polarisation mit diesen wurde gefunden: Abnahme des Polarisationsgrades (P. G.) bei Zunahme des Dampfgehalts in den wärmeren Monaten, und in den kälteren Monaten häufig umgekehrt; ähnlicher Zusammenhang mit der Temperatur. Höhere Abendpolarisation bei schneebedecktem Boden, aber schwächere Mittags-

polarisation. Abnahme der Polarisation bei Luftdruckanstieg bei mittlerem P. G. und umgekehrt bei hohem und niederem P. G. Abnahme des P. G. bei größerer Häufigkeit von Südwinden und mit der Abnahme der Windstärke. Entgegengesetzte Änderung des P. G. und der elektrischen Feldstärke bei mittlerem P. G. und umgekehrt bei höherem und niederem. Paralleler Gang mit der elektrischen Leitfähigkeit in den wärmeren Monaten. Aus der gleichzeitigen Erniedrigung der Sonnenintensität und Polarisation durch die Trübung der Atmosphäre folgt auch, daß eine Abnahme des P. G. mit Zunahme der Helligkeit des diffusen Lichtes verbunden ist.

F. Steinhäuser.

H. G. Houghton. The transmission of visible light through fog. Phys. Rev. (2) **38**, 152—158, 1931, Nr. 1.

J. A. Stratten and H. G. Houghton. A theoretical investigation of the transmission of light through fog. Phys. Rev. (2) **38**, 159—165, 1931, Nr. 1. Die Messungen wurden an künstlich erzeugtem Nebel ausgeführt. Eine Glühlampe befand sich an dem einen Ende einer 3 m langen Röhre von etwa 25 cm lichter Weite, an deren anderem Ende sich eine Photozelle mit Verstärker und Milliampereometer befand. In dem Rohr wurde der Nebel durch Kondensation von Wasserdampf erzeugt. Die Aufnahme der Durchlässigkeitskurven ergab für den untersuchten Dichtebereich ein Maximum der Durchlässigkeit bei etwa 490 m μ . Mit der theoretischen Aufklärung dieses unerwarteten Ergebnisses beschäftigt sich die zweite Arbeit.

Dziobek.

K. Feussner und H. Friedrichs. Zum Trübungsfaktor. ZS. f. Geophys. **6**, 159—171, 1930, Nr. 3. Der Trübungsfaktor gibt an, wievielmals höher als die getrübte Atmosphäre eine sie ersetzende vollkommen reine über dem Beobachtungsort anstehen würde. Die Arbeit behandelt die Beziehungen zwischen Trübungskoeffizienten und Extinktionskoeffizienten, ferner den Zusammenhang zwischen Ångström- und Smithonianskale (Differenzen in der Bestimmung der Solarkonstante) und Trübungsfaktor.

Dziobek.

H. Lossnitzer. Bericht über den Stand der Strahlungsforschung im deutschen Mittelgebirge. Strahlentherapie **40**, 666—671, 1931, Nr. 4. Es wird nach einer Besprechung der in den einzelnen Heilorten verwendeten Meßverfahren darauf hingewiesen, daß bei der verschiedenen spektralen Empfindlichkeit der bisher zu Registrierzwecken verwendeten Meßinstrumente ein Vergleich der Strahlungsklimata der einzelnen Mittelgebirge vor allem in dem biologisch wichtigen Ultraviolettgebiet vorerst nicht möglich ist. Nur die optisch-kalorischen Werte sind schon streng vergleichbar und ergeben, daß das Mittelgebirge von etwa 500 m an in scharfen Gegensatz gegen das Tiefland tritt und sich dem Hochgebirge stark nähert. Ferner wird auf die Wichtigkeit der lokal durch Bewölkung und Bodenbedeckung variierenden Streu- und Reflexstrahlung sowie auf die Wichtigkeit des Trübungsfaktors hingewiesen.

Risse.

W. Mörikofer. Anregungen zur Frage der Dosierung bei Sonnenbestrahlungskurven. Strahlentherapie **40**, 682—689, 1931, Nr. 4. Es wird an Hand des Ultraviolett-Tagesgangs in Davos für die Monate Januar und Juli gezeigt, wie sich für senkrechten Strahlungsauffall und für Auffall auf eine horizontale Fläche im Laufe des Tages die Bestrahlungszeit ändern muß, wenn dieselbe Ultraviolettdosis verabreicht werden soll. Dabei wird jedoch darauf hingewiesen, daß im einzelnen meteorologische Faktoren aller Art ändernd eingreifen können.

Risse.

F. W. Paul Götz. Die kürzeste Wellenlänge des Sonnenlichtes. *Strahlentherapie* 40, 690—695, 1931, Nr. 4. Als kürzeste Wellenlänge wurde, bei dreistündiger Belichtung am 6. Juli 1930, mittels eines gekreuzten Doppelspektrographen und sehr schmal ausgeblendeten Aufnahmebereichs bei einer Spaltbreite von 0,25 mm auf den im Ultraviolett sehr empfindlichen Spezialplatten für Sternaufnahmen (Matter-Mannheim) die Wellenlänge 2863 Å bei einer Sonnenhöhe von 64⁵ Grad festgestellt. Und zwar erfolgt unterhalb von 2895 zuerst ein sprunghafter Abfall der Intensität. Die neue Intensitätsstufe endet mit 2885. Dann folgt eine sehr kräftige Fraunhofersche Linie von 2884 bis 2881 und eine schwächere bei 2880. Bei 2877 sinkt die Intensität auf eine neue Stufe, innerhalb der 2863 liegt. Die Struktur der Ozonbande stimmt mit der gefundenen Intensitätsabstufung befriedigend überein. Bei bestimmter Belichtungszeit und Sonnenhöhe läßt sich die kürzeste erreichbare Wellenlänge als Maß des atmosphärischen Ozons verwenden. Risse.

S. Chapman. Some Phenomena of the Upper Atmosphere. *Proc. Roy. Soc. London (A)* 132, 353—374, 1931, Nr. 820. Einleitend bemerkt der Verf., daß nach den Beobachtungen zwei stark ionisierte Schichten in 100 und 220 km Höhe vorhanden sind; in einer von noch unbekannter Höhe existiert Sauerstoff in metastabilem Atomzustand und gelangt von hier infolge Emission zum grünen Nordlicht. Wünschenswert wäre es, diese Fakta auf Grund von Ergebnissen im Laboratorium, einer allgemeinen physikalischen Theorie, mathematischer Analysis und begründeter Spekulation in Beziehung zueinander zu bringen. Verf. kommt nun auf die Solarstrahlung im Ultraviolett zu sprechen und erwähnt dabei die Arbeiten von Fabry und Buisson (*Mem. des Se. Phys.* 9, 3, 1930) und einige ihrer Ergebnisse. Im Abschnitt über die Absorption der Sonnenstrahlung entwickelt er verschiedene Formeln, zeigt in graphischer Darstellung das Verhältnis von I/I_0 (I = Absorption durch die Atmosphäre, I_0 = Maximum der Absorption), wobei er auf eine Arbeit in *Proc. Phys. Soc.* 43, 26, 1931 Bezug nimmt. Kurz sei verwiesen auf die Abschnitte über die Schichten der Erdatmosphäre (mit ihrer bekannten Anordnung in Fig. 2), die zersetzenden Wirkungen der Sonnenstrahlung (Berechnung der Anzahl der dissoziierten Molekeln pro Kubikmeter), die Ozonschicht (Ausdruck für n_1/n_2 = Anzahl der Sauerstoffatome bzw. Sauerstoffmoleküle usw.), die Ionisation bei Ultraviolettstrahlung (Zahlenangaben über die Dissoziation des O_2 bzw. O_3 bei Wellenlängen 1850 bzw. 2900, Ionisation von O bzw. O_2 bei 770 bzw. 910, von H, He und N). Zur Besprechung kommen ferner die Absorptionskoeffizienten (photo-electric atomic, Absorptionskoeffizient γ für Strahlung der Frequenz ν), die maximalen Elektronendichten in Beziehung zu Gasdichten (Berechnung des Absorptionbetrages und Entwicklung verschiedener nötiger Formeln), die Höhe der durch Ultraviolettstrahlung ionisierten Schicht (200 km für O und weniger als 180 km für O_2). Chapman äußert sich ausführlich über das ionisierende Agens in der unteren Ozonschicht, über die Ionisation in den zwei Schichten, sowie deren tägliche Schwankungen, um dann mit dem grünen Licht des nächtlichen Himmels zu schließen (immer unter Nennung der Autoren, deren Arbeiten als Grundlage dienten und die zumeist in *Proc. Roy. Soc. London (A)* 128 bis 129 und 131 erschienen sind. Die ganze Arbeit zeigt jedenfalls, wie sehr sich unsere Kenntnisse hinsichtlich der unteren Atmosphäre in den letzten Jahren vervollkommen haben, und zwar infolge der Beobachtungen der Meteore, der Absorption wie Emission des Lichtes durch die Atmosphäre, der Verbreitung von Radio- und Schallwellen, der täglichen und unregelmäßigen Änderungen des Erdmagnetismus.

Blaschke.

Alfred Loehr. Ergebnisse der Hamburger Flugzeugaufstiege der Deutschen Seewarte. Oktober 1927 bis Dezember 1929. Arch. d. D. Seewarte 49, 46 S., 1931, Nr. 10. *H. Ebert.*

Ferdinand Müller. Beiträge zur Methode der Radioaktivitätsuntersuchungen in der angewandten Geophysik. ZS. f. Geophys. 7, 241—247, 1931, Nr. 5/6. Eine Reihe von Versuchsbedingungen, welche bei Radioaktivitätsuntersuchungen wesentlich zu beachten sind, wird besprochen; neue methodische Maßnahmen werden beschrieben und der Anwendungsbereich dieser Untersuchungen als geophysikalisches Aufschlußverfahren wird näher begrenzt.

K. W. F. Kohlrusch.

L. Don Leet and Maurice Ewing. Velocity of explosion-generated longitudinal waves in a nepheline syenite. National Res. Counc. 1931, S. 61—65. Die Bestimmung von elastischen Konstanten für Gesteine kann auf zweierlei Art geschehen; einmal im Laboratorium durch Zug- und Druckversuche und das andere Mal an den Gesteinslagern selbst durch seismische Beobachtungen. Die Ergebnisse dieser beiden Methoden stimmen nur dann überein, wenn man sich auf Gesteine, die keine elastische Hysteresis aufweisen, beschränkt. Die Verff. zeigen an Hand eines Beispiels, wie die Bestimmung der elastischen Konstanten durch seismische Beobachtungen erfolgen kann. Für die Berechnung der tatsächlichen Geschwindigkeiten bei drei übereinanderliegenden Schichten, die nicht miteinander parallel laufen, verwenden die Verff. die von v. Schmidt aufgestellten Formeln. Die Beobachtungen haben für die verschiedenen Schichten Geschwindigkeiten von 0,66, 1,89 und 5,53 km/sec für longitudinale Wellen ergeben. Ferner konnte eine weitere Welle in einem dünnen Lager an der Erdoberfläche bestimmt werden, die eine Geschwindigkeit von 350 m/sec hat. *W. Schneider.*

Robert E. Horton. The field, scope, and status of the science of hydrology. National Res. Counc. 1931, S. 189—202. Verf. äußert sich in längeren Ausführungen über das Gebiet der Hydrologie, deren Aussichten und dergleichen (zugrunde liegen Veröffentlichungen, die am Schluß namentlich aufgeführt sind). Er kommt dann auf seinen hydrologischen Zyklus zu sprechen, den er in einer Figur zur Anschauung bringt und mit Erläuterungen versieht. Hierauf geht er zur Nennung der Beziehungen der Hydrologie zu den anderen Wissenschaften über (Physik, Hydraulik, Meteorologie, Ingenieurwesen, Landwirtschaft, Forstkultur und Botanik). Als gegebene Grundlagen der Hydrologie nennt er Regenfälle und Wasserläufe. Wasserverluste sind die Folgen von Verdampfung, Auffangen, Verdunsten, phänologischen Erscheinungen, Grundwasser und Bodenfeuchtigkeit. In jedem der mehr oder weniger längeren Abschnitte bzw. seinen Einzelabschnitten bezeichnet ein Ref. (Nr. 1 bis 20) die am Schluß angezogene Veröffentlichung. Auch die Probleme der Hydrologie sind in kurzer referierender Weise erwähnt, desgleichen die nötigen Untersuchungen und die Resultate in einem kurzen „summary“ zusammengefaßt. *Blaschke.*

G. H. Taylor. Investigations relating to the absorption of precipitation and its penetration to the zone of saturation. National Res. Counc. 1931, S. 206—211. Es handelt sich hier um Methoden und Resultate von drei getrennten Untersuchungen [Methode zum Auffangen und Messen des eindringenden Regenwassers (Fig. 1/2), Bestimmung der Bodenfeuchtigkeit (Fig. 3/4) und Anwendung eines Lysimeters zur Bestimmung der Menge des in den Boden eindringenden Regenwassers]. In den Tabellen 1 und 2 sind die Resultate angegeben; die Resultate in Tabelle 2 beziehen sich auf Regenfälle, Zu- oder Abnahme

des Wassers. Bodenfeuchtigkeit, auf Überschuß oder Mangel, Tiefe des Wassers bei der Rechnung, Verdampfung an der freien Wasseroberfläche, wahrscheinliche Tiefe des eingedrungenen Regenwassers. — Die Lysimeter sind wasserdichte zylindrische Kessel mit offenem Ende und werden ans Ende von Tunnels placiert (Fig. 5); gefüllt werden sie mit Material von ähnlicher Dichte (das Gewicht der Zylinder wie des Materials wird bestimmt). Verf. gibt Näheres über die Handhabung der Lysimeter, die hier weiter anzuführen nicht wichtig genug erscheint. *Blaschke.*

H. N. Eaton. The National Hydraulic Laboratory at the Bureau of Standards. National Res. Counc. 1931, S. 216. (Abstract.) *H. Ebert.*

W. W. Rubey. A need for closer cooperation among students of stream-work. National Res. Counc. 1931, S. 216—219. Verf. äußert sich erst zur Bedeutung der „stream-work“-Studenten, sind doch am Werk verschiedene Interessenten beteiligt, besonders wohl die Ingenieure der Wasserbaukunst, die Laboratoriumsphysiker und die Geologen. Jede dieser Berufsarten ist natürlich anders eingestellt zum „stream-work“ und dies führt der Verf. näher aus hinsichtlich des Wasserbauingenieurs wie des Geologen. Schließlich sind auch andere Arten der Beobachtungen bzw. Studien auf diesem Gebiet nötig, solche, welche sich mit Messungen der natürlichen Stromverhältnisse, der Kenntnis der Stromdynamik befassen, mit Studien künstlicher Kanäle wie Laboratoriumsmodellen zwecks Kontrolle der natürlichen Stromverhältnisse usw. Die Zukunft verlangt nicht nur eine Lösung der technischen Ingenieur-, sondern auch fundamentaler Probleme, und dazu einen Zusammenschluß aller Interessenten, damit sich nicht weiterhin die Ansichten der Ingenieure wie Geologen in vielem widersprechen. *Blaschke.*

Arthur M. Piper. Investigations in progress in hydraulic laboratories. National Res. Counc. 1931, S. 219—220. Verf. bespricht kurz Arbeiten bzw. Untersuchungen, welche Bezug hatten auf: Fundamentalgesetze in der Hydrologie durch Eigenschaften des Materials verhüllt, Laboratoriums- und Feldstudien über Porosität und Permeabilität in Beziehung zu fortschreitender Ablagerung und Zementation in Sedimenten (dabei wurden Beziehungen aufgestellt zwischen Porosität und Korngröße, gleichmäßige Korngröße, Proportion von verschiedenen Korngrößen und dergleichen). An anderer Stelle wurde eine experimentelle Untersuchung ausgeführt der Permeabilität von Filtersand oder bezüglich der Dichte und Dauer von Regen und Wasserablauf zu Charakter und Menge der Vegetation, der Neigung der Landoberfläche und des Betrages des in den Boden eingedrungenen Regens. Erforscht wurde die Beziehung einzelner hydrologischer Eigenschaften eines Materials zu seiner mechanischen Analyse, Beziehungen der hydrologischen Eigenschaften von Material zu Ingenieurproblemen und dergleichen. Verf. verweist auf die jeweiligen Literaturstellen (Bull. Geol. Soc. Amer. von 1929 und Soil Science von 1927, 1928), nennt die diesbezüglichen Laboratorien und Institute (wie at Harvard University the Departement of Economic Geologie, of Sanitary Engineering at the California, Institute of Technologie und the University of California, auch Privatlaboratorien). *Blaschke.*

Register der Geophysikalischen Berichte

1. Allgemeines

- | | |
|--|---|
| <p>International geodetic and geophysical union 57, 150.</p> <p>Transactions of the American Geophysical Union Tenth Annual Meeting 150.</p> <p>National Research Council. Trans. Amer. Geophys. Union Twelfth Annual Meeting 1931 205.</p> <p>Professor Piccards Forschungsflug in die Stratosphäre 205.</p> <p>G. Angenheister. Geophysik, Handb. d. Experimentalphys. (Wien-Harms) 149.</p> <p>Wien-Harms, Handbuch der Experimentalphysik. Angewandte Geophysik, redigiert von G. Angenheister 85.</p> <p>J. Bartels. Praktische harmonische Analyse 58.</p> <p>Otto Baschin. Südpolarforschung im Sommer 1929—1930 117.</p> <p>— Deutsche Inlandeis-Expedition nach Grönland 205.</p> <p>V. Conrad. Kidsons Britische antarktische Expedition (Shackleton) 117.</p> <p>A. Dauvillier. Utilisation directe du rayonnement solaire 181.</p> | <p>J. Duclaux. Utilisation directe du rayonnement solaire 181.</p> <p>Hans Ertel. Turbulenzzirkulation in Strömungen inkompressibler Flüssigkeiten 181.</p> <p>Bernard A. Keen. Physical properties of the soil 85.</p> <p>H. B. Maris. Fort Conger polar-expedition program 205.</p> <p>W. Mörikofer. Forschungsstation auf dem Jungfraujoeh 181.</p> <p>Friedrich Nölke. Erd- und Klimageschichte 57.</p> <p>E. Rothé. Travaux de Emil Wiechert 149.</p> <p>W. B. Schostakowitsch. Periodische Schwankungen in den Naturerscheinungen 215.</p> <p>P. Terebesi. Rechenschablonen für harmonische Analyse und Synthese nach C. Runge 57.</p> <p>Prof. Alfred Wegener 149.</p> |
|--|---|

2. Apparate und Meßmethoden

- | | |
|---|--|
| <p>Sudhansu Kumar Banerji. Analysis of the Base Line Value of autographic Instruments 182.</p> <p>Ch. Dévé. Projecteur d'alignement 86.</p> | |
|---|--|

- Lewis V. Judson. Progress-report on graduation and calibration of precision-circles 205.
- J. Koenigsberger. Verkürztes Skalenfernröhr zur Messung von Winkelausschlägen 3.
- Otto Laemann. Photogrammetrie 208.
- M. Robitzsch. Stehenbleiben der Registrieruhren in der Kälte 85.
- F. W. Schon, S. J. Registration of the time-signals at Georgetown 206.
- Recording drum 34.
- Einar Andersen. Photoelektrische Registrierung der Pendelschwingungen 207.
- Scott E. Forbush and O. W. Torresson. Meinesz gravity-apparatus on the Carnegie 151.
- M. Franssila. Einfluß der den Pendelumgebenden Luft auf die Schwingungszeit beim v. Sterneckschen Pendelapparat 182.
- H. Haalck. Statischer Schwerkraftsmesser 86.
- C. A. Heiland. Bemerkungen zu O. Meisser: Vierpendelapparat für relative Schweremessungen; O. Meisser. Entgegnung 33.
- Paul R. Heyl. Progress-report on the absolute determination of gravity at Washington 208.
- F. Holweck et P. Lejay. Perfectionnements à l'instrument transportable pour la mesure rapide de la gravité 152.
- Gustav Ising und Nils Urelus. Verwendung astasierter Pendel für relative Schweremessungen 207.
- K. Jung. Gravimetrische Methoden der angewandten Geophysik 1, 85.
- E. Kohlschütter. Invariabilität und Abstimmung von Minimumpendeln; O. Meisser. Bemerkungen 33.
- Zwei-Pendel-Apparat 207.
- P. Lejay. Instrument transportable pour la mesure rapide de la Gravité 1.
- A. C. Longden. Methods in gravity determinations 1.
- Otto Meisser. Jenaer Pendelapparaturen und Beobachtungsverfahren für genaue relative Schweremessungen 207.
- S. Nathanson. Mouvement d'un pendule mathématique dans un champ de gravité terrestre variant uniformément 206.
- Pesées sur les balances 207.
- Rudolf Pozdena. Aufhängevorrichtung für das Foucaultsche Pendel des Naturhistorischen Staatsmuseums in Wien 206.
- G. Schmerwitz. Prinzip und Messungen bei einer weitgehenden Empfindlichkeitssteigerung der Hebelwaage 33.
- Erhöhung der Empfindlichkeit der Hebelwaage durch ein Horizontalpendel 83.
- Richard Schumann. Genauigkeit der Messung mit der Drehwaage 206.
- Drehwaagen nach Eötvös-Schweydar 86.
- H. P. Berlage, jr. Seismometer, Auswertung der Diagramme 187.
- A. Sieberg. Geologie der Erdbeben 187.
- N. H. Heck. Developments in instruments at the Seismological Research Laboratory in Pasadena 208.
- C. A. Heiland. Geophone 153.
- J. N. Hummel und H. Witte. Gleichzeitige Übertragung verschiedener Signalzeichen mit einem Einfachsender und -empfänger 182.
- Yosio Katô and Saemon-Taro Nakamura. Piezo-electric Accelerometer and its Use in the Measurement of the Velocity of the Elastic Waves Produced by Artificial Shocks 118.
- Helmut Landsberg. Vergleich der Aufzeichnungen zweier Galitzinpendel mit verschiedener Eigenperiode 37.
- I. Lehmann. Hammer for the Galitzin vertical component pendulum 1.
- H. E. McComb. Tilt-compensation seismometer 151.
- Progress-report on development of seismological instruments 208.
- George E. Merritt. Development of a tiltmeter 206.
- Gg. Reutlinger. Experimentelle Überprüfung der Theorie der Schwingungsmesser 1.
- W. H. Reynolds. Construction of a three-drum seismograph-recorder 208.
- Frank Wenner. Progress-reports on development of instruments. Vertical-component seismometer 208.
- J. Wilip. Verspätungsfragen bei der galvanometrischen Registriermethode 205.
- Anders Angström. Ausstrahlungsmessungen und Vergleiche zwischen Pyrogeometern 109.
- E. V. Appleton. Method of Measuring Upper Atmospheric Ionisation 100.

- G. Fanselau und M. Grotewahl. Bidlingmaierscher Doppelkompaß 118.
- Walter Grundmann. Bau gutisolierender radioaktiver Kollektoren für luftelektrische Messungen 96.
- H. Haalck. Magnetische Methoden der angewandten Geophysik 2, 85.
- W. Heine. Elektrische Methoden der angewandten Geophysik 2, 85.
- J. N. Hummel. Elektrische Methoden der angewandten Geophysik 2, 85.
- Radioaktive Methoden 2, 85.
- Automatische Registrierung von Koinzidenzen in Geiger-Müllerschen Zählrohren 154.
- W. Kolhörster. Aufnahmen von Gleichstromfunken mit Mehrfachkamera 117.
- D. La Cour et Viggo Laursen. Variomètre magnétique pour la force horizontale 38.
- Karl Lüdemann. Wald-(Berg-)Bussole mit Doppelbild-Entfernungsmesser 61.
- Hans Neufeldt und Werner Voss. Automatische Addier- und Registrier- vorrichtung für Elektronenzählmethoden 208.
- V. H. Ryd. Scale value and base value of the *H*-variometer 39.
- J. Scholz. Meßmethoden der elektrischen Leitfähigkeit der Atmosphäre 60.
- W. Stern. Größe und Tiefenwirkung der kapazitiven Beeinflussung eines Leiters durch eine Dishomogenität des Untergrundes. Registrierendes Meßgerät 117.
- Theodore Theodorsen. Instrument for detecting metallic bodies buried in the earth 2.
- W. Uljanin. Universal-Induktionsmagnetometer 3.
- E. J. Wade. Portable Impulse Generator 34.
- Fritz Albrecht. Meßgerät für kleine Windgeschwindigkeiten 60.
- Elektrisches Pyranometer zur Messung und Beobachtung der Sonnen- und Himmelsstrahlung 153.
- und Konrad Büttner. Theorie von Aktinometern und Pyranometern 154.
- Anders Ångström. Ångström-Pyranometer 154.
- V. Conrad. Ventil-Schöpfthermometer 35.
- V. Conrad. Vergleich der Sonnenscheinregistrierungen an Orten mit verschiedenen geformtem natürlichen Horizont 82.
- und H. Huber. Reaktionsgeschwindigkeit beim Campbell-Stokesschen Sonnenscheinautographen 115.
- George D. Clyde. Spring balance for measuring water content of snow 87.
- G. M. B. Dobson. Spectrophotometer for measuring the amount of ozone in the upper atmosphere 81.
- Photoelectric spectrophotometer for measuring the amount of atmospheric ozone 176.
- A. F. Dufton. Precision sunshine recorder 211.
- G. Falckenberg. Fehler der Ångströmschen Pyrgeometerkonstante 109.
- Wechselstrompyrgeometer 183.
- R. H. Field. Aneroid barometer and altimeter 118.
- Boris Germansky. Optisches Verfahren zur Fourieranalyse 59.
- Severiano Goig. Dispositif de remplissage des baromètres à siphon 2.
- Joh. Grunow. Gleichförmigkeit des Umlaufs von Schalenkreuzanemometern 119.
- Rudolf Grund. Drachenkonstruktion 77.
- P. Guthnick. Spektrographische und lichtelektrische Arbeiten am 125 cm-Reflektor 86.
- E. Hasché. Absorptionsvermögen von Ångströms Pyranometer sowie dessen Beziehung zum Pyrgeometer 184.
- Absorptionsvermögen der Schwärzungen und Weißungen einiger Strahlungsmesser 209.
- J. Jaumotte. Nouveau météorograph pour ballon-sonde 119.
- C. Kassner. Prüfer der Zentrierung von Sonnenschein - Autographenkugeln 202.
- E. Kleinschmidt. Formänderung der Bourdonbarometer, der Bourdonthermometer und der Bimetallthermometer 119.
- Kölzer. Verbesselter Ballon-Theodolit 61.
- Walter Kosmath. Bestimmung des Gehaltes der Freiluft an Radiumemanation 16.
- F. Lauscher. Definition des idealen Strahlungsfilters 56.
- Ernst Lindberg. Ångströmsche Pyrgeometerskala 3.

- W. Mörikofer und F. Levi. Vergleichbarkeit meteorologischer Strahlungsmessungen 173.
- A. Pfeiffer. Gleichmäßige Temperaturkompensation von Aneroiden im ganzen Druckmeßbereich 183.
- K. R. Ramanathan and Sobhag Mal. Laboratory method of demonstrating the formation of fronts and vortices when there is discontinuous movement in a fluid 86.
- Burt Richardson and Carol Montgomery. Measurement of insolation by means of a pan 3.
- M. Robitzsch. Arago-Davysche Doppelthermometer als Meßanordnung für physioklimatische Strahlungsgrößen 59.
- Walter H. H. Schulze. Isolation von Strahlungsapparaten 211.
- Siegmund Strauss. Selbsttätige Lichtregistrierung mit dem Mekapion 209.
- J. A. C. Teegan and G. R. Rendall. Integration of Sunlight in the Tropics 119.
- Rud. Thilenius. Davoser Frigorimeter 211.
- Physics and optics 59.
- E. Dittler und H. Hueber. Bestimmung kleiner und kleinster Wasser- und Kohlensäuremengen in Silikaten 61, 212.
- L. J. Pessin. Improved Soil Sampler 34.
- H. Reich. Geologische Unterlagen der angewandten Geophysik 1.

3. Bewegung und Konstitution der Erde; Schwere

- Rotation, Umlauf, Präzession, Nutation, Polschwankungen, Zeitbestimmung
- J. G. Hagen. Unabhängige Beweise der Erddrehung beim Foucaultschen Pendelversuch 4.
- L. Rosenhead. Annual Variation of Latitude 34.
- De Sparre. Pendule de Foucault 121.
- J. Stein S. J. Hagens Erklärung der elliptischen Bewegung beim Foucaultschen Pendelversuch 90.
- H. T. Stetson. Moon's influence on latitude 213.

Figur der Erde, Masse, Schwere, Isostasie (Siehe auch Angewandte Geophysik)

- F. Ackerl. Geoid 185.
- Silvio Ballarin. Determinazioni di gravità relativa 5.
- A. Bentz. Drehwaagemessungen im Ries bei Nördlingen. I. 115.
- Karl Jung. Drehwaagemessungen im Ries bei Nördlingen 116.
- D. la Cour. Bestimmungen von Höhen-differenzen mittels Pegelbeobachtungen in Dänemark 214.
- H. Ertel. Berechnung der Polfluchtkraft 185.
- Adrien Favre. Origines du système métrique 61.
- M. Franssila. Einfluß der den Pendel umgebenden Luft auf die Schwingungszeit beim v. Sterneckschen Pendelapparat 182.
- J. de Graaff Hunter. Isostasy 155.
- J. W. Gregory. Machinery of the Earth 61.
- Frederico Guarducci. Metodo di orientamento astronomico indipendente dalla conoscenza del tempo e della latitudine locale 34.
- B. Haurwitz. Änderung der Schwere im Erdinnern 66.
- W. Heiskanen. Isostasy and the figure of the earth 88.
- Paul R. Heyl. Redetermination of the constant of gravitation 89.
- F. Hopfner. Konvergenz der Reihe für das äußere Raumpotential 33.
- Randwertaufgabe der Geodäsie 57.
- Entwicklung des Raumpotentials nach Kugelfunktionen 87.
- Bestimmung der Geoidundulationen aus Schweremessungen 89.
- N. Idelson und N. Malkin. Stokessche Formel in der Geodäsie als Lösung einer Randwertaufgabe 158.
- Gustav Ising und Nils Urelus. Verwendung astasierter Pendel für relative Schweremessungen 207.
- Jordan-Eggert. Handbuch der Vermessungskunde 154.
- Heinrich Jung. Isostatische Schwereanomalien 155.
- K. Jung. Gravimetrische Methoden der angewandten Geophysik 1, 85.
- Bestimmung der Geoidundulationen aus Schweremessungen 88, 89.
- Beispiel zur Entwicklung des Raumpotentials nach Kugelfunktionen 184.

- Jakob Kunz. Resonanzmethoden für die Bestimmung der Gravitationskonstanten 4.
- Walter D. Lambert. Gravity at the Stockholm meeting of the International Geodetic and Geophysical Union 213.
- Q. Majorana. Absorption de la gravitation par la matière 156.
- A. H. Miller. Gravity-comparisons in Europe and America 150.
- Edith A. Nelson. Effect of Stratification on the Gravity Gradient and Curvature of the Level Surface 5.
- B. Numerov (B. Noumerov). Interpretation des observations gravimétriques dans le cas d'une seule surface de contact 186.
- A. Prey. Isostatischer Massenausgleich in der Erdrinde 157.
- Elfego Ruiz. Mexican gravity-stations in 1930 and first calculations and corrections for topography and isostasy 213.
- Pedro C. Sanchez. Gravity-anomalies in Mexico 151.
- Pavel Savitsky. Schweremessungen und Geologie von Mittelasien 214.
- H. Schmehl und K. Jung. Figur, Schwere und Massenverteilung der Erde 121, 149.
- Richard. Schumann. Genauigkeit der Messung mit der Drehwaage 206.
- K. Schütte. Karte der Schwereabweichungen von Süddeutschland 156.
- und E. Zinner. Relative Schweremessungen in Bayern 156.
- Robert Schwinner. Schwereprofil der Tauernbahn 186.
- Georges Tiercy. Dimensions du sphéroïde terrestre 212.
- R. Wavre. Géodésie et précession 88.
- Josef Zahradniček. Resonanzmethoden für die Bestimmung der Gravitationskonstanten 213.
- Temperatur, Zusammensetzung und Aggregatzustand der Erde, Geochemie, Alter der Erde
- L. H. Adams. General character of deep-seated materials in relation to volcanic activity 152.
- Wilhelm Anderson. Mechanical Treatment of Temperature Distribution in the Case of Radiation 4.
- Claudio Antoniani. Complessi colloidali del suolo 212.
- Maurice Burton. Age of Flint 212.
- Wilhelm Eitel. Bedeutung der Silikatsynthese für die Geochemie 65.
- E. Gehreke. Patina auf Quarzen als Zeitmesser 7.
- V. M. Goldschmidt. Geochemische Verteilungsgesetze und kosmische Häufigkeit der Elemente 64.
- H. Haalck. Beschaffenheit des Erdinnern 88.
- Otto Hahn. Alter der Erde 65.
- Georg von Hevesy. Age of the earth 36.
- , E. Alexander und K. Würstlin. Häufigkeit der Elemente der Vanadiumgruppe in Eruptivgesteinen 64.
- Arthur Holmes. Radioaktivität und thermische Geschichte der Erde 62.
- Theory of Geological Thermal Cycles 122.
- Hans Jenny. Equation of state for soil nitrogen 6.
- J. Joly. Geological Importance of the Radioactivity of Potassium 64.
- A. Kaigorodoff. Wärmebilanz der Erde 28.
- Gerhard Kirsch. Kritik der geologischen Zeitmessung 62.
- J. Koenigsberger. Experimentelle Tektonik 87.
- Alois F. Kovarik. Basis for computing the age of a radioactive mineral from the lead content 16.
- C. Mahadevan. X-Ray Study of Vitreous 62.
- Motonori Matuyama, Yoshizo Fujita and Hideo Higashinaka. Underground Structure of the Suwa Basin Revealed by the Gravitational Method 158.
- O. Mügge. Lage des rhombischen Schnittes im Anorthit und seine Benutzung als geologisches Thermometer 5.
- Ida und Walter Noddack. Häufigkeit der chemischen Elemente 6.
- — Häufigkeit der Platinmetalle in der Erdrinde 213.
- I. Ivanov. Einfluß einer lockeren Decke auf den Wassergehalt des Bodens 6.
- Friedrich Nölke. Erd- und Klimageschichte 57.
- F. Paneth. Zuverlässigkeit der Heliummethode und Alter von Eisenmeteoriten 120.
- Charles Snowden Piggot. Isotopes and problem of geologic time 17.
- Radium in rocks 120.

- G. I. Pokrowski und W. K. Kor-sunski. Gesetzmäßigkeiten der Atomhäufigkeit in der Erdrinde und in Meteoriten 157.
- J. H. J. Poole. Theory of Geological Thermal Cycles 122.
- Alfred A. Robb. Anticipation of Wegener's Hypothesis 215.
- Robert Schwinner. Bildung der ersten Erstarrungskruste der Erde 158.
- W. von Seidnitz. Antlitz der Erde 212.
- H. Seifert. Geologische Thermometer 63.
- R. A. Sonder. Häufigkeitszahlen der Elemente und Vorhandensein einer Kernperiodizität 64.
- G. Tammann. Änderungen der chemischen Zusammensetzung in der Erde 120, 149.
- Georges Tiercy. Déviation gravitationnelle des rayons solaires et régime thermique des hauts plateaux 65.
- J. Tillmans und P. Hirsch. Maß der Agressivität natürlicher Wässer 120.
- R. C. Tolman. Mechanical Treatment of Temperature Distribution in the Gase of Radiation 4.
- R. W. Wrigley. Changes of Rock Temperatures and Irregularities of the Earth's Rotation 35.
- Earth's center 63.
- 4. Veränderungen und Bewegungen an der Erdkruste; Seismik**
- Tektonik, Vulkanismus, Vereisung, Klimaschwankung
- L. H. Adams. General character of deep-seated materials in relation to volcanic activity 152.
- W. Altberg und W. Troschin. Neue Formen des kristallinen Eises 122.
- H. Borchert. Bildung der ersten Erstarrungskruste der Erde 62, 223.
- William Bowie. Shaping the earth 158.
- Guido Carobbi. Ricerche chimiche e cristallografiche sulla litidionite del Vesuvio 84.
- Hans Cloos. Experimentelle Tektonik. Brüche und Falten 123.
- Josef Geszti. Entstehung der Kontinente 4.
- Roy W. Goranson. Solubility of water in granite magmas 223.
- Wenceslas Jardetzky. Ursachen der Spaltung und Verschiebung der Kontinente 36.
- Fr. Johannsen. Ingeniør C. Winslów's teori om Jordoverfladens Udformning 215.
- John Joly. Surface-History of the Earth 121.
- Franz Kossmat. Erdbild und seine Veränderungen 149.
- E. Krenkel. Deutsche Erdöllagerstätten 125.
- E. Kühnweg. Verbreitung, Schichtenfolge, Entstehung und Lagerungsformen der deutschen Zechsteinsalzlagerstätten 90.
- A. Lacroix. Tectites de l'Indochine 189.
- Tectites des Philippines 223.
- Samuel G. Lasky. Transverse fractures as coordinate structures 4.
- Friedrich Nölke. Erd- und Klimageschichte 57.
- Hans Reck. Merapi-Vulkan auf Java 125.
- Alfred A. Robb. Anticipation of Wegener's Hypothesis 215.
- Wilhelm Salomon-Calvi. Epeirophorese 7.
- Erich Seidl. Bedeutung technischer Bruch-Formen für die Ermittlung geophysikalischer Störungsbereiche 159.
- G. C. Simpson. Climate during the Pleistocene Period 95.
- Past Climates 186.
- Torahiko Terada and Naomi Miyabe. Experimental Investigations of the Deformation of Sand Mass 8.
- J. Thoulet. Colonnes volcaniques liquides sous-marines 48.
- Elastische Deformationen, Seismizität, Seismik (Siehe auch Angewandte Geophysik)
- B. Berloty. Localisation des épicentres des tremblements de terre 38.
- William Bowie. Geodetic work lays the basis for study of earth-movements 223.
- B. Brockamp. Seismische Untersuchungen auf dem Pasterzegletscher 216.
- und H. Mothes. Seismische Untersuchungen auf dem Pasterzegletscher 37.
- N. A. Criticos. Ursachen der mikro-seismischen Bodenunruhe von 4 bis 8 sec Periode in Athen 93.

- C. Davison. Crust-movements connected with Tango Earthquake 37.
— New Zealand Earthquake of Feb. 3 93.
- L. Don Leet. Earth-vibrations from dynamite blasts 150.
- S. Fujiwhara and T. Takayama. Mechanism of the North Izu earthquake 160.
- S. F. Grace. Semi-diurnal Lunar Tidal Motion of Lake Baikal and Derivation of the Earth-tides from the Water-tides 215.
- Ross Gunn. Earth-movements and terrestrial-magnetic variations 152.
- B. Gutenberg. Theorie der Erdbebenwellen 9.
- M. Hasegawa. Erste Bewegung bei einem Erdbeben 10.
- Seiichi Higuchi. Propagation of a Love Wave Along Some Complex Superficial Layers of the Earth 93.
- Ernest A. Hodgson. Seismicity of the Arctic 150.
- G. L. Hosmer. Progress on accelerometer for recording earthquake-shocks 222.
- Win Inouye and Tomonori Sugiyama. Earth-tiltings observed at Mt. Tukuba 10.
— On Sound Phenomena of the Idu Earthquake 217.
- Mishio Ishimoto. Accélération des séismes 217.
— et R. Takahasi. Séismes d'Itô et observation sur les variations de l'inclinaison de la surface terrestre 218.
- Harold Jeffreys. Damping in Bodily Seismic Waves 92.
— Times of *P* and *S* at Short Epicentral Distances 219.
- Mihailovitch Jélenko. Deux catastrophes séismiques en Albanie 124.
— Catastrophe séismique en Yougoslavie méridionale 124.
- Yosio Katô and Saemon-Taro Nakamura. Piezo-electric Accelerometer and its Use in the Measurement of the Velocity of the Elastic Waves Produced by Artificial Shocks 118.
- Niels Henr. Kolderup and Gerhard Krumbach. Nordseebeben vom 24. Januar 1927 216.
- Walter Korte. Experimentelle Seismik 94.
- G. Krumbach. Seismogrammformen und Vorgänge im Herdgebiet 224.
- H. Landsberg. Beobachtungen zur *PL*-Welle 160.
- I. Lehmann. *P'* as read from the records of the earthquake of June 16th 1929 11.
— Bedeutung der Europäischen Stationsgruppe für die Bestimmung von seismischen Laufzeitkurven 221.
- H. Martin. Bodenseismik 8, 85.
- Alexander McAdie. Serviceable scale for earthquake-intensity 151.
- J. B. Macelwane. Earthquake surface-waves 150.
- O. Meisser und G. Krumbach. Seismik 149.
— Tägliche und jährliche Periode der mikroseismischen Bewegung in Eskdalemuir und Kew 125.
- Hans Mothes. Seismographen im Dienste der Gletscherforschung 7.
- S. Navarro Neumann. Petit grain blanc, enregistré par des séismographes 93.
- Frank Neumann. Velocity of surface-waves 150.
— New York earthquake of April 20, 1931 216.
- Genrokuro Nishimura. Effect of temperature distribution on the deformation of a semi-infinite elastic body 90.
- Tsutomu Ogura. Peculiar faults accompanied by earthquakes 215.
- Harry Fielding Reid. Forces and movements at the earthquake-focus 150.
— Origin of earthquake-waves 222.
- Report on proposed establishment of a Seismological Observatory at Huan-cayo, Peru 216.
- A. Rittmann. Irpinisches Erdbeben 91.
- Luis Rodés S. J. Période diurne et annuelle dans la distribution de 1944 tremblements de terre 66.
- L. Rosenhead. Tides on a Two-layer Earth 23.
- F. J. Scrase. Instrumental phase-difference of seismograph records 159.
— Deep Focus Earthquakes 161.
— Reflected Waves from Deep Focus Earthquakes 219.
- W. B. Schostakowitsch. Periodische Schwankungen in den Naturerscheinungen 215.
- Robert Schwinner. Makroseismen vom 14. Mai 1930, bezogen auf den Bau der Ostalpen 160.

- Katsutada Sezawa. Transmission of Seismic Waves on the Bottom Surface of an Ocean 216.
- and Genrokuro Nishimura. Dispersion of a Shock in Echoing- and Dispersive-Elastic Bodies 8.
- O. Somville. Onde longue dans la première phase de quelques séismogrammes 37, 160.
- Harlan T. Stetson. Study of earth-tides from the variation in latitude 151.
- R. Stoneley. Near Earthquakes 92.
- Deep-Focus Earthquakes 162.
- Thickness of the Continental Layers of Europe 221.
- Takeo Takayama and Takeo Suzuki. Relation between the Sunspot Number and the Destructive Earthquakes in Japan 11.
- E. Tamis. Sibirisches Meteor und bei seinem Niedergang hervorgerufene Erd- und Luftwellen 93.
- , nach H. Renqvist. Erdbeben Finnlands 124.
- Seismizität der Erde 149.
- Torahiko Terada. Heat Generated by the Deformation of the Earth Crust 91.
- Luminous Phenomena Accompanying Earthquakes 92.
- Ernest Tillotson. Earthquake near Imotski 222.
- Chûji Tsuboi. Activity of the Earthquake Research Institute, Tokyo 66.
- Analytical Treatments of the Horizontal Deformation of the Earth's Crust 92.
- S. W. Visser. Earthquakes and Tides 124.
- Seiti Yamaguti. Relation between Tidal Phases and the Earthquakes 218.
- E. Wanner. Geschwindigkeit und Phasen der Erdbebenwellen im Alpengebiet 123.
- F. J. W. Whipple. Deep Focus Earthquakes 189.
- J. Wilip. Verspätungsfragen bei der galvanometrischen Registriermethode 205.
- 5. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde, Polarlicht**
- Erdmagnetismus
(Siehe auch Angewandte Geophysik)
- Annual Report of the Director of the Department of Terrestrial Magnetism 101.
- J. Bartels. Magnetic data for investigating radiation from the sun 226.
- C. Bitteringer and E. O. Hulburt. Zodiacal Light and Magnetic Disturbance 165.
- Otto B. Blackwell. Work of the Bell System relating to terrestrial magnetism and electricity 230.
- W. Brückmann. Levé magnétique de la Suisse 126.
- L. Cayeux. Caractères pétrographiques des accidents magnésiens de la Craie du Bassin de Paris 163.
- S. Chapman and A. T. Price. Electric and magnetic state of the interior of the earth 67.
- and J. M. Stagg. Variability of the Quiet-Day Diurnal Magnetic Variation 162.
- Jean Chevrier. Reconnaissance magnétique en Syrie 163.
- Cosmic data broadcast 39.
- L. Éblé et J. Itié. Valeurs des éléments magnétiques à la Station du Val-Joyeux 126.
- D. Di Filippo. Formule de Biot-Mollweide e di Pinto in confronto coi valori degli elementi magnetici della Somalia 224.
- H. W. Fisk. Regional distribution of magnetic secular-variation over the earth's surface 152.
- Isomagnetic charts of the arctic area 226.
- J. A. Fleming. Field- and laboratory-investigations of the Carnegie Institution 225.
- and H. W. Fisk. Distribution of permanent repeat-stations 67.
- M. Grotewahl. Versuchsfahrt des Bidlingmaierschen Doppelkompasses mit dem Luftschiff Graf Zeppelin 132.
- Ross Gunn. Electromagnetic effect of importance in solar and terrestrial magnetism 12.
- Earth-movements and terrestrial-magnetic variations 38, 152.
- H. Haalek. Magnetische Methoden der angewandten Geophysik 2, 85.
- Daniel L. Hazard. Secular variation of the earth's magnetism in the United States 152.
- Magnetic work of the United States Coast and Geodetic Survey 225.
- H. F. Johnston. Values of the annual changes of the magnetic elements in the Pacific Ocean 38.

- J. Koenigsberger. Größenverhältnis von remanentem zu induziertem Magnetismus in Gesteinen 12.
- D. W. Longfellow. Magnetic poles of the earth and birth of the moon 39.
- Herbert von Ludwiger. Elektrisches und magnetisches Feld um einen Erdstrahler 56.
- N. Malkin (N. Malkine). Relation entre le potentiel et ses gradients sur une surface sphérique et son application à la théorie du magnétisme terrestre 163.
- H. B. Maris. Annual variations in magnetic storms 224.
- Ultraviolet-light theory of comet-activity 226.
- Ch. Maurain. Comptes Rendus de l'Assemblée de Stockholm 226.
- W. N. McFarland. Early declination-observations 38.
- P.-L. Mercanton. Inversion de l'inclinaison magnétique aux âges géologiques 162.
- H. Mögel. Beziehungen zwischen Störungen des Kurzwellenempfanges und den erdmagnetischen Störungen 164.
- A. N. Nippoldt. Observatorium in Niemeck 38.
- W. J. Peters. Magnetic observations on a moving ice-floe 226.
- G. Petrucci. Bilancia gravimetrica e magnetica 226.
- Greenleaf W. Pickard. Fifteen-month period in solar activity, terrestrial magnetism, and radio reception 164.
- Ch. Poisson et J. Delpeut. Observations magnétiques à Tananarive 67.
- Ad. Schmidt. Sterntägige Schwankung des Erdmagnetismus 67.
- Frage der hypothetischen stern-tägigen Variation 163.
- Scientific results of the Norwegian Arctic Expedition 39.
- F. E. Smith. Theories of Terrestrial Magnetism 12.
- Geo. B. Somers. Anomalies of Vertical Intensity of the Earth's Magnetic Field with the Regional Geology of North America 125.
- J. M. Stagg. Atmospheric Pressure and the State of the Earth's Magnetism 126.
- Terrestrial Magnetism 12.
- Kyrill Weinberg. Methodologie der Rekonstruktion der Deklinationsverteilung für ältere Zeiten 162.
- Polarlicht
- J. Bosler. Relations des orages magnétiques avec les courants telluriques 101.
- Ernst Brüche. Modellversuche mit sichtbaren Elektronenstrahlen zu Störmers Theorie des Polarlichtes und des Weltraumechos 42.
- Störmers Polarlichttheorie in Experimenten 71.
- Wo erreichen kosmische Elektronenstrahlen die Erdkugel? 71.
- und W. Ende. Demonstrationsversuche zu Störmers Polarlichttheorie 43.
- Experimente zu Störmers Polarlichttheorie 43.
- A. C. Burton. Phenomenon connected with the aurora 101.
- S. Chapman and V. C. A. Ferraro. Theory of magnetic storms 39.
- A. Dauvillier. Aurores polaires et rayons cosmiques 233.
- Rudolf Frerichs und J. S. Campbell. Transverse Zeeman effect of the green auroral line; experimental proof of the existence of quadrupole radiation 44.
- R. Ruggles Gates. Audibility and Lowermost Altitude of the Aurora Polaris 131.
- W. Grotrian. Gelbgrüne Nordlichtlinie in den Spektren der Novae 101.
- George E. Hale. Solar eruptions and their apparent terrestrial effects 232.
- N. H. Heck. Corpuscular-ray theory of the aurora 150.
- Paul Helbronner. Aurore polaire du 3 septembre et son action dans les transmissions radiotélégraphiques 18.
- Observation d'une aurore polaire 45.
- E. O. Hulburt. Ultraviolet Light Theory of Aurorae and Magnetic Storms 15, 44.
- Joseph Kaplan. Auroral spectrum 233.
- Excitation of the Green Auroral Line 234.
- J. C. McLennan and H. J. C. Ireton. Spectroscopy of Auroral Green Line Radiation 3.
- Lord Rayleigh. Absolute Intensity of the Aurora Line in the Night Sky 45.
- H. Rudolph. Kathodenstrahlung der Sonne 101.
- G. C. Simpson. Low Altitude Aurora 165.

- Carl Störmer. Sonnenbelichtete Nordlichtstrahlen 18, 43.
 — Periodische Elektronenbahnen im Felde eines Elementarmagneten 43.
 — Wie tief dringen die Polarlichter in die Erdatmosphäre ein? 43.
 L. Vegard. Variations of Intensity Distribution of the Auroral Spectrum and Possible Influence of Sunlight 19.
 — Sonnenbelichtete Nordlichtstrahlen und Konstitution der höheren Atmosphärenschichten 19, 165.

Erdströme, Erdladung,
Luftelektrizität

- G. Alivertie M. C. Montù. Inversioni del campo elettrico terrestre a cielo sereno e una loro possibile spiegazione 143.
 E. V. Appleton and G. Builder. Method of Investigating Wireless Echoes of Short Delay 191.
 — and E. C. Childs. Radio-Frequency Properties of Ionized Air 71.
 — and A. L. Green. Short-Wave Equivalent Height Measurements of the Ionized Regions of the Upper Atmosphere 17.
 L. W. Austin, E. B. Judson and I. J. Wymore-Shiel. Solar and magnetic activity and radio transmission 73.
 H. E. Beckett and A. F. Dufton. Unusual Lightning 233.
 H. J. de Boer. Statistische theorie over snelle fading 128.
 L. N. Bogoiavlensky. Influence de quelques facteurs géophysiques sur les points de chute de la foudre 166.
 D. Burnett. Reflexion of Long Electromagnetic Waves from the Upper Atmosphere 129.
 C. J. P. Cave. Noise Associated with Lightning 14.
 C. S. Dorchester and L. W. Butler. Atmospheric electricity 228.
 T. L. Eckersley. Critical Frequency in an Ionized Medium 98.
 G. J. Elias. Verhalten elektromagnetischer Wellen bei räumlich veränderlichen elektrischen Eigenschaften 97.
 — Reflection of electromagnetic waves at ionized media with variable conductivity and dielectric constant 190.
 V. C. A. Ferraro. Recombination in Ionized Streams of Corpuscles from the Sun 68.
 H. v. Ficker. Entstehung lokaler Wärmegewitter 131.
 J. Fuchs und J. Scholz. Luftelektrische Phänomene und die atmosphärischen Störgeräusche der Radiotelegraphie 228.
 Galle. Radioélectricité at Physique du Globe à l'occasion de l'eclipse totale de Soleil du 9 mai 1929 98.
 T. R. Gilliland. Kennelly-Heaviside layer height observations for 4,045 and 8,650 kc 72, 130.
 O. H. Gish. Significance of atmospheric-electric observations at sea 151.
 — Significance of geoelectric data from the polar regions 227.
 G. Goubau und J. Zenneck. Messung von Echos bei der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in der Atmosphäre 190.
 Wilfred Hall. Holes Produced in Ground by Lightning Flash 14.
 W. Heine. Elektrische Methoden der angewandten Geophysik 2, 85.
 Victor F. Hess. Zählungen der Kondensationskerne im Innsbrucker Mittelgebirge 69.
 — Methodik der Ionen-zählung in der freien Atmosphäre 228.
 P. J. Higgs. Investigation of earthing resistances 14.
 E. O. Hulburt. Wireless telegraphy and the ionization in the upper atmosphere 16.
 — Ionization in the upper atmosphere variation with longitude 166.
 J. N. Hummel. Elektrische Methoden der angewandten Geophysik 2, 85.
 H. Israël. Schwere Ionen der Atmosphäre 70.
 Yo Itiwara. Methodik der Ionen-zählung in der freien Atmosphäre 228.
 K. Kähler. Verteilung der Elektrizitätsträger in der Atmosphäre 97.
 — Anzahl der atmosphärischen Elektrizitätsträger bei Niederschlägen 128.
 G. W. Kenrick and G. W. Pickard. Developments in radio-transmission measurements 230.
 Tatuo Kobayasi. Structure of Electric Sparks 229.
 J. P. H. de Kruffy. Metingen van het specifiek atmosferisch electrisch geleidingsvermogen 40.
 Joseph Larmor. Wireless Reflections and Echoes 42.

- Experience with Lightning 97.
- Jean Lugeon. Méthode pour sonder l'atmosphère à l'aide des perturbations du champ électromagnétique au passage de l'anneau crépusculaire 17.
- Ionisation et champ électrique à El Goléa 26.
- Le sondage simultané par les parasites atmosphériques à Zurich et au Sahara 41.
- Sondage des hautes couches ionisées par les ondes courtes au lever du Soleil entre Paris et le Sahara 72.
- Mission radio-météorologique Suisse au Sahara en 1929 100.
- Ionisation, champ électrique et atmosphériques au Mont Blanc 227.
- et Erico Nicola. Portée des parasites atmosphériques d'après les enregistrements simultanés 112.
- Malcolm E. Mac Gregor. Climatic Control in the Reproductive Cycle 131.
- P. A. de Mars, T. R. Gilliland and G. W. Kenrick. Kennelly-Heaviside layer studies 130.
- E. Mathias. Existence ou la non-existence du filet des éclairs en chapelet 131.
- Confusion des effets de la foudre proprement dite avec ceux de la matière fulminante 165.
- et G. Grenet. Variation diurne du champ électrique de l'air 15.
- Oskar Mathias. Kleinionengehalt der Luft auf Helgoland und seine Abhängigkeit von meteorologischen Faktoren 69.
- Ch. Maurain, Mlle G. Homery et G. Gibault. Courant électrique vertical atmosphérique 68.
- Ernest Merritt. Optics of radio-transmission 98.
- W. Messerschmidt. Bestimmung des Emanationsgehaltes der Atmosphäre 232.
- Hans Mögel. Beziehungen zwischen Empfangsstörungen bei Kurzwellen und der magnetischen Tätigkeit der Erde 72.
- Feldstärkemessungen deutscher Kurzwellensender in England 231.
- D. Müller-Hillebrand. Einwirkung unmittelbarer Blitzentladungen auf Hochspannungsnetze und ihre Bekämpfung 192.
- Hantaro Nagaoka. Application of Fermat's Theorem to the Propagation of Radio Waves 164.
- Hantaro Nagaoka. Propagation of wireless-waves 189, 231.
- R. Naismith. Short-distance observations on long-wave phenomena 231.
- Saemon-Taro Nakamura and Einosuke Hukusima. Earth-Potential Observations during the Total Eclipse of the Sun 15.
- Shogo Namba. Polarization phenomena of low-frequency waves 231.
- Albert Nodon. Rönflement des lignes aériennes et les perturbations atmosphériques 72.
- J. J. Nolan. Effect of water vapour on the mobilities of negative ions in air 129.
- Leigh Page. Effect of the Earth's Electric and Magnetic Fields on Ions in the Atmosphere 11.
- Helge Petersen. Luftelektricitet og luftelektriske Maalinger 69.
- Greenleaf W. Pickard. Relation of meteor showers and radio reception 229.
- Correlation-investigations between Kennelly-Heaviside layer and lunar altitudes 230.
- Cilian O'Brolchain. Comparison of Schweidler's two methods for determining the average life of small ions in air 97.
- Ivo Ranzi. Trasmissione delle radio-onde 230.
- J. A. Ratcliffe and F. W. G. White. Electrical Properties of the Soil at Radio Frequencies 13.
- William C. Reynolds. Electrical Layers of the Atmosphere 189.
- O. F. T. Roberts. Radiative Diffusion in the Atmosphere 99.
- A. Russell. Ball Lightning 42.
- R. Scherhag. Entstehung der Ostgewitter 229.
- J. Scholz. Gegenfelduntersuchungen und Beweglichkeitsmessungen kleiner Ionen 167.
- A. M. Skellett. Effect of Meteors on Radio Transmission Through the Kennelly-Heaviside Layer 229.
- A. Sloutchanowsky. Hertzische Gleichungen und deren Lösung für das äußere erdmagnetische Feld 39.
- Floyd M. Soule. Earth-inductor measurements aboard the Carnegie, cruise VII 151.
- Philip Sporn. Lightning Experience 41.

- S. Stefanescu en collaboration avec C. et M. Schlumberger. Distribution électrique potentielle autour d'une prise de terre ponctuelle 13.
- David Stenquist. Courants telluriques 127.
- Harlan T. Stetson. Influence of sun spots on radio reception 18.
- Investigations at the Perkins Observatory of changes in the Kennelly-Heaviside layers as a function of lunar altitudes 230.
- M. J. O. Strutt. Messung der elektrischen Erdbodeneigenschaften zwischen 20 und $2 \cdot 10^7$ Hertz 14.
- Isao Tanimura. Experiments on night errors for long waves 99.
- A. Hoyt Taylor. Skip distance effects on super-frequencies 130.
- A. Venkat Rao Telang. Atmospheric Electric Potential Gradient at Bangalore 97.
- Lal C. Verman. Reflection of radio waves from the surface of the earth 41.
- W. Westphal. Beobachtung eines Kugelblitzes 70.
- A. Wigand, J. Schubert und E. Frankenberger. Verfahren der luftelektrischen Raumladungsmessung 68.
- R. W. Wood. Ball Lightning 42.
- A. Yersin. Observations d'électricité atmosphérique en Indochine 15.
- Eitaro Yokoyama and Tomozo Nakai. Meteorological influences on long-distance, long-wave reception 99.
- — Effect of sun spots, terrestrial magnetism and meteorology on long-wave, long-distance radio reception 126.
- — Effects of sun spots and terrestrial magnetism on long-distance reception of low-frequency waves 190.
- W. Zimmermann. Eigenartige Wirkung von photographischem Blitzlicht 14.
- Augustin Boutaric et Mlle Madeleine Roy. Radioactivité de métaux provenant de toitures anciennes 70.
- G. Guében. Plomb peut-il être rendu radioactif? 70.
- Frank L. Hess. Radioactive fluorspar from wilberforce 232.
- G. v. Hevesy und A. Guenther. Versuche, ein stabiles Isotop des Poloniums aufzufinden 63.
- , W. Seith und M. Pahl. Radioaktivität des Kaliums 232.
- Arthur Holmes. Radioaktivität und thermische Geschichte der Erde 62.
- G. Kirsch. Radioaktivität der Erde 132, 149.
- Walter Kosmath. Bestimmung des Gehaltes der Freiluft an Radiumemanation 16.
- Alois F. Kovarik. Actino-uranium and ratio of actinium to uranium in minerals 17.
- Alexander Mickwitz. Radioaktivität estländischer Schwefelmineralschlamm 17.
- N. P. Péntcheff. Teneur en krypton et en xénon de gaz naturels de Bulgarie 132.
- Wilhelm Salomon-Calvi. Radiumreiche Erdölsolen und Herkunft ihres Radiums 232.
- Ekkehard Schmid. Gehalt der Freiluft an Radiumemanation und deren vertikale Verteilung in der Nähe des Erdbodens 191, 192.

6. Höhenstrahlung

- H. P. Berlage, Jr. Electrostatic field of the sun due to its corpuscular rays 20.
- Daria Bocciarelli. Hard Component of the β -Radiation of Potassium 235.
- W. Bothe und W. Kolhörster. Vergleichende Höhenstrahlungsmessungen auf nördlichen Meeren 45.
- James W. Broxon. Residual ionization in air at new high pressures and its relation to the cosmic penetrating radiation 136, 238.
- J. Clay. Ultra Radiation. Annual variation and variation with the geographical latitude 20.
- Axel Corlin. Messungen der Höhenstrahlungsintensität zwischen 55° und 70° nördlicher geographischer Breite 19.
- Kosmika ultrastrahlungen 73.
- Sternzeitsschwankungen der Höhenstrahlung 74.

Radioaktivität

- Gregory Paul Baxter and Allen Douglass Bliss. Atomic weight of uranium lead from Swedish kolm 63.
- Atomic weight of uraninite lead from Wilberforce, Ontario, Canada 63.
- J. Lloyd Bohn. Radioactive properties of rocks, soils, crude oil and waters from Southern California 16.

- Axel Corlin. Ultrastrahlungsmessungen in Nord-Schweden 75.
- Indication of a correlation between cosmic ultra-radiation and terrestrial magnetism 137.
- und V. F. Hess. Solarkomponente der kosmischen Ultrastrahlung 237.
- A. K. Das. Origin of Cosmic Penetrating Radiation 136.
- A. Dauvillier. Aurores polaires et rayons cosmiques 233.
- Watson Davis. Ursi cosmic radio broadcast 235.
- Paul S. Epstein. Nature of cosmic rays 20.
- Answer to Prof. Störmer 138.
- H. Geiger. Ultra-Penetrating Rays 193.
- Kerr Grant. Penetrating Radiation in the Antarctic 193.
- V. F. Hess. Experimentelles Argument für den stellaren Ursprung der Ultrastrahlung 46.
- Evidence for a Stellar Origin of the Cosmic Ultra-penetrating Radiation 74.
- Arbeiten auf dem Gebiete der kosmischen Ultrastrahlung 234.
- und W. S. Pforte. Solare Komponente der Ultrastrahlung 236.
- und R. Steinmaurer. Registrierung der kosmischen Ultrastrahlung auf dem Sonnblick 48.
- G. Hoffmann und F. Lindholm. Sternzeitperiode der Höhenstrahlung 21.
- und W. S. Pforte. Struktur der Ultrastrahlung 20.
- E. O. Hulburt. Atmospheric ionization by cosmic radiation 133.
- Sir James Jeans. Annihilation of Matter 235.
- J. H. Jeans. Origin of Cosmic Radiation 137.
- Werner Kolhörster. Untersuchungen über Höhenstrahlung 137.
- Absorptionskoeffizient der Höhenstrahlung zwischen 2000 und 9000 m Höhe über Meer 194.
- Le Roy D. Weld. Least-Square Adjustment of Cosmic-Ray Observations 193.
- Oskar Mathias. Durchdringende Strahlung in der Atmosphäre 234.
- Robert A. Millikan. Theory and experiment as to atomic disintegration and atomic synthesis 74.
- Constancy of the cosmic radiation and relation of these rays to meteorology 133.
- Robert A. Millikan and G. Harvey Cameron. Cosmic-ray ionization-depth curve, and the present evidence for atom-building 133.
- L. M. Mott-Smith. Attempt to Measure the Energy of the Cosmic Electrons by Magnetic Deflection 234.
- Charles M. Olmsted. Continuous ultra- γ -spectrum explaining cosmic-ray ionization-depth curve data 235.
- W. S. Pforte. Struktur der Ultrastrahlung 19.
- B. Rossi. Metodo per lo studio della deviazione magnetica dei raggi penetranti 12.
- Magnetic Deflection of Cosmic Rays 21.
- Ursprung der durchdringenden Korpuskularstrahlung der Atmosphäre 46, 134.
- Origine della radiazione penetrante corpuscolare dell'atmosfera 135.
- Azione del campo magnetico terrestre sopra i corpuscoli della radiazione penetrante 167, 193.
- Radiazione penetrante 193.
- Magnetic Experiments on the Cosmic Rays 237.
- Absorption of the Penetrating Corpuscular Rays coming from Inclined Directions 238.
- Erich Regener. Durchdringende Komponente der Ultrastrahlung, festgestellt durch Absorptionsmessungen im Bodensee 47.
- Durchdringende Höhenstrahlung und kosmisches Geschehen 73.
- Durchdringendste Komponente der Ultrastrahlung 102.
- Spectrum of Cosmic Rays 102.
- Herkunft der Ultrastrahlung 235.
- Arno W. Reitz. Absolutbestimmungen der Intensität der kosmischen Ultrastrahlung 73, 236.
- Evesche Konstante 167.
- H. von Schelling. Kosmische Strahlung und Weltraumstruktur 235.
- B. F. J. Schonland. Thunder-storms and Penetrating Radiation 74.
- Walter M. H. Schulze. Beziehung der Höhenstrahlung zu erdmagnetischen Störungen 48.
- E. A. Smith. Höhenstrahlung bei Polarlicht 73.
- Frederick Soddy. Corpuscular Explanation of Cosmic Rays 238.
- E. Steinke. Übergangseffekte der kosmischen Ultrastrahlung bei Variation des Absorptionsmediums 47.

- Eduard Gottfried Steinke. Intensitätsänderungen der kosmischen Ultrastrahlung im Meeresniveau 192.
 Rudolf Steinmaurer. Schwankungen der Hesschen kosmischen Ultrastrahlung auf dem Hohen Sonnblick 102.
 Carl Störmer. Nature of cosmic rays 73.
 G. A. Suckstorff. Absorptionskoeffizient der Erdstrahlung in Luft 74.
 Leo Tuwim. Richtungsmessungen der Höhenstrahlung mit einem Zählrohr 135.
 K. Wöleken. Messungen der Ultrastrahlung zwischen 57 und 67° nördl. Breite 238.

7. Physik des Meeres

Zusammensetzung des Meerwassers, Statik, Dynamik und Optik, Ozeanographie

- W. R. G. Atkins. Geochemical applications of measurements of hydrogen ion concentration 21.
 H. B. Bigelow. Program and projects of the Woods Hole Oceanographic Institution 238.
 E. A. Birge and C. Juday. Penetration of solar radiation into lakes 21.
 Charles Bittering and E. O. Hulburt. Color of the sea and sky 239.
 Heinrich von dem Borne. Entstehung der Meereswellen. 75.
 Charles F. Brooks. Surface temperature, density, and salinity profiles across the straits of Florida 152.
 — Progress in Gulf Stream temperature-investigations 239.
 Kurt Buch, H. Wattenberg and H. W. Harvey. Apparent Dissociation Constants of Carbon Dioxide in Sea-water 242.
 Georges Claude. Utilisation de l'énergie thermique de la mer 49.
 G. E. R. Deacon. Velocity of Deep Currents in the South Atlantic 240.
 A. Defant. Bewegungen und der thermo-haline Aufbau der Wassermassen in Meeresstraßen 138.
 — Physik des Meeres 138, 149.
 — Ozeanographische Untersuchungen des Vermessungsschiffes „Meteor“ in der Dänemarkstraße und in der Iringersee 138, 240.
 Olaf Devik. Thermische und dynamische Bedingungen der Eisbildung in Wasserläufen, auf norwegische Verhältnisse angewandt 168.
 Charles J. Fish. Oceanographic work of the Buffalo Museum of Science 239.
 J. A. Fleming. Progress-report on compilation of oceanographic results, Carnegie Cruise 239.
 P. H. Gallé. Climatologie van den Indischen Oceaan 168.
 W. R. Gherardi. Oceanographic work of the United States Hydrographic Office 238.
 Koji Hidaka. Angle between the wind and the drift current 242.
 K. Higashi, K. Nakamura and R. Hara. Specific gravities and vapour pressures of the concentrated sea water at 0°—175° C 138.
 Elmer Higgins. Oceanographic work of the United States Bureau of Fisheries 239.
 E. O. Hulburt. Penetration of ultraviolet light into pure water and seawater 21.
 C. O. Iselin. Dynamic Oceanography of the North Atlantic 151.
 Harold Jeffreys. Quantity of oceanic NaCl 242.
 P. Jespersen. Dänische ozeanographische Expedition um die Erde 1928 bis 1930 103.
 E. Markus. Meerestypen 48.
 C. F. Merriam. Work on runoff-data 240.
 E. Oppokow. Bilanz des Wassers in den Flußgebieten in einzelnen hydrographischen Jahren 23.
 E. H. Pagenhart. Oceanographic work of the United States Coast and Geodetic Survey 239.
 E. Palmén. Strömungen in den Finnland umgebenden Meeren 103.
 Giovanni Platania. Trasparenza del mare e visibilità da alta quota 241.
 J. Proudman. Effects on the Sea of Changes in Atmospheric Pressure 23.
 N. G. Ricketts. Oceanographic work carried on by the United States Coast Guard 239.
 Johannes Schmidt. Oceanographical Expedition of the Dana 138.
 H. R. Seiwel. Results obtained by duplicate measurements of specific gravity of sea-water 239.
 Katsutada Sezawa. Formation of Shallow-water Waves due to Subaqueous Shocks 22.
 Edward H. Smith. Some Preliminary results of the coast Guard's Marion Expedition to Davis Strait 152.

Floyd M. Soule and C. C. Ennis. Sonic depth-finding on the Carnegie, cruise VII 152.

Sir Frederic Stupart, J. Patterson and H. G. Grayson Smith. Ocean surface-water temperatures 23.

H. U. Sverdrup. Oceanographic results of the Carnegie's work in the Pacific 152.

— Origin of the deep-water of the Pacific Ocean 167.

Thomas G. Thompson. Oceanographic program at the University of Washington 239.

H. Thorade. Probleme der Wasserwellen 239.

J. Thoulet. Colonnes aériennes et colonnes liquides sous-marines 102.

T. Wayland Vaughan. Oceanographic work at the Scripps Institution of Oceanography 239.

Erich Wasmund. Flugbeobachtungen über mittel- und osteuropäischen Gewässern 75.

Frank Wenner, Edward H. Smith and Floyd M. Soule. Apparatus for the determination aboard ship of salinity of sea water 48.

Richard Willstätter. Blaue Farbe des Meerwassers 21.

Seiti Yamaguti. Effect of Cyclones upon Sea Level 22.

Gezeiten

Marcel Brillouin. Marées dynamiques d'un océan compris entre deux parallèles 23.

Mlle E. Chandon. Profondeur moyenne d'un canal calculée au moyen des constantes harmoniques de deux stations 241; E. Fichot. Observation sur la Communication précédente 241.

D. C. Colborne. Diurnal Tide in an Ocean bounded by Two Meridians 139.

G. R. Goldsbrough and D. C. Colborne. Tides in Oceans on a Rotating Globe 23.

F. Hopfner. Gezeiten der Meere 149.

J. Proudman. Forced Tides in an Ocean bounded by a Complete Meridian on a Non-rotating Earth 23.

L. Rosenhead. Tides on a Two-layer Earth 23.

8. Physik der Atmosphäre

Statik, Dynamik

Fr. Ahlborn. Dynamik des Regens 114.

Barkat Ali. Comparative observations of temperature inside White painted, Unpainted and Black painted Stevenson screens 26.

— Wind at Agra and its Structure 78.

J. M. Angervo. Aus der Luftdruckverteilung herleitbare Gesetzmäßigkeiten bei der Bewegung der Hoch- und Tiefdruckzentren 27.

— Vorausberechnung der Wetterlage für mehrere Tage 78.

Sudhansu Kumar Banerji. Effect of the Indian Mountain Ranges on Air Motion 111.

B. N. Banerji. Meteorology of the Persian Gulf and Mekran 194.

H. C. Banerjee and K. R. Ramnathan. Upper air circulation over India 146.

R. P. Batty. Utility of Observations of Barometric Characteristics and Tendencies for Local Forecasting in North-West India 196.

Gerhard Baumann. Strömungseinfluß des mitteldeutschen Gebirgsrandes und seine Bedeutung für die Flugmeteorologie dieses Gebietes 248.

Franz Baur. Dispersion meteorologischer Häufigkeitsverteilung 181.

A. Biot. Phénomène observé dans un nuage pendant un tir d'artillerie 145.

F. Bordas. Pluie de boue 81.

Erich Breuer. Klima des Niederrheins 29.

S. Chapman. E. O. Hulburt. Wind Mixing and Diffusion in the Upper Atmosphere 81.

H. Helm Clayton. Solare Zyklen und Wetter-Zyklen 52.

R. C. Colwell. Method of weather forecasting 144.

A. Morley Davies. Unusual Ice Formation 122.

R. M. Deeley. Sunspots and Pressure Distribution 248.

Alexander Dieckmann. Fitz Roy. Geschichte der Polarfronttheorie 244.

L. H. G. Dines. Potential Temperatures and Entropy at the Base of the Stratosphere over the British Isles 197.

C. K. M. Douglas. Problem of the general circulation 196.

- Paul Duckert. Auftreten von Schwingungen der Meteorographenfedern bei Fesselaufstiegen 50.
- B. Dzerdzejevskij. Aerologische Beobachtungen am Baikalsee 23.
- H. N. Eaton. National Hydraulic Laboratory at the Bureau of Standards 252.
- J. Egedal. Tides of the Upper Atmosphere and Heights of Meteors 78.
- Bestimmung der atmosphärischen Mondzeiten 170.
- L. Egersdörfer. Korrelationen zwischen Luftdruck und Temperatur vom Boden bis 9 km Höhe über München 246.
- Anna Eredia. Coefficiente di persistenza dei giorni piovosi 29.
- Hans Ertel. Theorie der atmosphärischen Turbulenz 139.
- G. Falckenberg. Muldenfrost und Frostflächen in Waldlichtungen 199.
- E. E. Fedorov. Vergleich der Klimate zweier Ortslagen mit Hilfe der komplexen Methode 214.
- H. v. Ficker. Warum steigt der Föhn in die Täler herab? 195.
- E. Frankenberger. Koagulation von Wolken und Nebel 30.
- M. Franssila. Häufigkeit der verschiedenen Windgeschwindigkeiten am aerologischen Observatorium Ilmala 111.
- K. Frisch. Zyklonenvertiefung 54.
- Rudolf Geiger. Temperaturstruktur und Mikroklima 197.
- J. Georgi (unter Mitwirkung von F. Ahlgrimm und W. Stöbe). Meteorologische Beobachtungen auf einer Forschungsreise mit „Meteor“ nach Island und Grönland. Nebst Flugklimatologie und Flugmeteorologie des Nördlichen Flugweges von P. Troll 80.
- U. N. Ghosh. Distribution of Air Density at Mean Sea Level over India 78.
- H. R. Goldie. Characteristics of Rainfall Distribution in homogeneous Air Currents and at Surfaces of Discontinuity 246.
- A. F. Gorton. Cyclical variations in precipitation, runoff, and lake-levels 243.
- G. Gyllström. Diskontinuitätslinien 28.
- S. Hanzlik. Luftdruckeffekt der Sonnenfleckenperiode 171.
- B. Haurwitz. Berechnung von oszillatorischen Luft- und Wasserströmungen 170.
- Heis. Hochaufstiege in die Stratosphäre mit Registrierballonen 77.
- H. Hergesell. Verwendung von Drachen, Fesselballonen, Freiballonen und Flugzeugen in der Aerologie 50.
- G. S. P. Heywood. Wind structure near the ground, and its relation to temperature gradient 196.
- Koji Hidaka. Mixing of warm and cold saturated air 247.
- Höhenwindmessungen durchgeführt von Schiffsoffizieren der deutschen Handelsflotte 248.
- Robert E. Horton. Field, scope, and status of the science of hydrology 251.
- E. Huguenard, A. Magnan et A. Planiol. Méthode de mesure de la turbulence de l'atmosphère 27.
- M. J. Jaumotte. Courant vertical révélé par un ballon pilote 103.
- Osc. V. Johansson. Mittlerer Verlauf der Lufttemperatur in der Winternacht 195.
- Wg. Kaempfer. Rotierende Wassertropfen an der Außenwand des Glasfensters eines fahrenden Zuges 169.
- A. Kaigorodoff. Wärmebilanz der Erde 28.
- C. Kassner. Herkunft des Wortes Orkan 242.
- Hilding Köhler. Kondensation an verschiedenen großen Kondensationskernen und Bestimmung ihrer Anzahl 169.
- E. Korselt. Grundsätzliches zum allgemeinen atmosphärischen Kreislauf 50.
- H. Koschmieder. Stromfeld um einen Hügel in Abhängigkeit von der Anströmung 27.
- Luftdruck, Verdunstung und Niederschlag 141.
- Leewirbel und Föhn 195.
- Nicolaus Kurmangalin. Messung von Niederschlägen 194.
- Walter B. Lang. Temperature gradients in the Permian basin 103.
- K. Lehmann. Symmetrieregiete des Luftdrucks 245.
- Johannes Letzmann. Einflüsse positiver und negativer Beschleunigung auf ortsfest rotierenden Flüssigkeitssäulen 245.
- Alfred Lohr. Hamburger Flugzeugaufstiege der Deutschen Seewarte 251.

- M. Lombardini. Moto delle masse d'aria nell'atmosfera 103.
- A. R. Low. Instability of a layer of viscous fluid, heated from below, with an application to meteorology 169.
- K. Lubowsky. Klima im technischen Entwurf 29.
- H. Ludloff. Stabilität der Zyklonenwellen 142.
- H. Markgraf und E. Dobers. Schulmäßige Auswertung und Bearbeitung einer Wetterkarte 143.
- Leonardo Martinozzi. Teodolite Eredia per sondaggia aerologici 244.
- Theorie sulla formazione della grandine e le osservazioni recenti 244.
- Mezin. Cinématique des éléments de lignes et de surfaces d'égalité cote appliquée à la Météorologie 24.
- W. E. Knowles Middleton. Periodic Fluctuations in a Vertical Temperature Gradient 103.
- P. Mildner, F. Hänsch und K. Griessbach. Doppelvisierungen von Pilotballonen zur Untersuchung von Turbulenz und Vertikalbewegungen in der Atmosphäre 139.
- Fritz Möller. Austausch und Wind 113.
- W. Mörikofer. Bioklimatologie der Schweiz 119.
- R. Mügge. Synoptische Betrachtungen 104.
- Rao Sahb Mukund V. Unakar. Correlation between rainfall in NW-India and height of Indus river at Bukkur 145.
- M. V. Narayanan and M. P. Manna. Heights of Base of Clouds in India 194.
- H. Noth. Vereisungsgefahr bei Flugzeugen 77.
- E. Palmén. Vertikale Mächtigkeit der Kälteeinbrüche über Mitteleuropa 83.
- Luftbewegung im Cirrusniveau über Zyklonen 244.
- Modesto Panetti. Formole relative al comportamento adiabatico del gas negli aerostati 78.
- W. Peppler. Aerologische Strömungsforschungen im Hochtal von Arosa 27.
- Vorkommen markanter Windschichten im unteren Teil der Troposphäre 141.
- Albert Peppler. Energieschwankungen der nordatlantischen Zirkulation und Sonnenflecken 172.
- Paul M. Pummerer und Rudolf Otto Steiner. Höhenwindmessungen 51.
- H. R. Puri. Historical Note on the Catch of Raingauges 246.
- P. Raethjen. Hydrodynamische Betrachtungen zur Mechanik der Böen 52.
- Thermo-Hydrodynamik der Böen 110.
- Schlagartig einsetzende Bewölkung 110.
- Stationäre Strömung unter dem Einfluß der Schwere in stabil geschichteten Flüssigkeiten und Gasen, insbesondere in der Atmosphäre 244.
- K. R. Ramanathan. Comparison of Temperatures in Stevenson Screens at Heights of 6 ft., 4 ft. and 2 ft. 25.
- and A. A. Narayana Iyer. Structure of the Madras Storm 78.
- Structure and Movement of a Storm in the Bay of Bengal 246.
- Ivo Ranzi. Rapporti tra le condizioni meteorologiche della troposfera e la propagazione delle radioonde 165.
- P. R. Krishna Rao. Distribution of Temperature in the lower Stratosphere 26.
- S. Gopal Rao. Statistical Relations of Temperature and Pressure in the Upper Atmosphere over Agra 247.
- J. Reger. Grenze zwischen Troposphäre und Stratosphäre 76.
- Mittlerer jährlicher Temperaturgang über Lindenberg 76.
- M. Robitzsch. Verwertung der durch aerologische Versuche gewonnenen Feuchtigkeitsdaten zur Diagnose der jeweiligen atmosphärischen Zustände 76.
- Feuchtadiabatische Zustandsänderung in übersättigt aufsteigender Luft 112.
- C. G. Rossby. Effect of vertical convection on lapse rates 145.
- H. Rühle. Bemerkung zu der Berechnung der Troposphärenhöhe nach F. M. Exner 198.
- Richard Joel Russell. Dry Climates of the United States 111.
- R. Scherhag. Einfluß der meteorologischen Elemente auf die Gewitterbildung 202.
- O. v. Schubert. Luftdruckwellen und Harmonische Analyse 79.
- Beweis für die Erscheinung der Symmetrie 141.
- Schumacher. Luftdruckverteilung 168.

- F. J. Serase. Characteristics of the eddy motion in the atmosphere 80.
- S. N. Sen. Mechanism of Bengal Tornadoes in the Nor'wester Season 111.
- Napier Shaw. Potential Temperature and the Stratosphere 203.
- Energy of Horizontal Atmospheric Motion 243.
- A. Sinjagin. Untersuchung der Verdunstung von Seeoberflächen 30.
- S. Škreb. Kriterium des Weickmannschen Symmetriepunktes 141.
- Luftdruckwellen und harmonische Analyse 170.
- K. H. Soltau. Höhenwindmessungen und meteorologische Beobachtungen 80.
- L. Steiner. Korrelation zwischen Luftdruck und Niederschlag 144.
- K. Stumpf. Systematische Analyse der Luftdruckschwankungen in Europa 80.
- R. Streiff-Becker. Dynamik des Föhns 171.
- G. H. Taylor. Absorption of precipitation and its penetration to the zone of saturation 251.
- Otto Tetens. Meteorologische Begriffe 29.
- Hans Tichy. Wertung des Schreiberhauer Klimas auf Grund von Beobachtungen mit dem Davoser Frigrometer 174.
- H. Thomas. Zusammenhang zwischen kurzperiodischen Druckwellen und Fronten 142.
- Ferd. Travniček. Jährlicher Gang von barometrischer Unruhe 27.
- Vilho Väisälä. Wolkenhöhen in Finnland 111.
- Wolkenhöhenmessungen mit dem stereoskopischen Entfernungsmesser 140.
- P. Villard. Associations de nuages 30.
- H. Wagemann. Anwendung der Angervoschen Formeln für die Vorausberechnung der Extrempunkte des Luftdruckfeldes 81.
- A. Wagner. Theorie der Böigkeit und der Häufigkeitsverteilung von Windstärke und Windrichtung 53.
- Fritz Wagner. Geländeeinfluß auf die Windbeobachtungen im Bereich der Deutschen Bucht und des norddeutschen Flachlandes 144.
- Sir Gilbert Walker. Forms of stratified clouds 196.
- F. Wenk. Kondensationsvorgang im Cirrusniveau 145.
- E. Wertheimer. Begriffe der Lufttemperatur, der Zimmertemperatur, der Temperatur der Atmosphäre, der thermodynamischen Temperatur, der Luftwärme und der Warmheit 168.
- Strahlungsvorgänge,
Zusammensetzung der
Atmosphäre, Solarkonstante
- C. G. Abbot. Radiation of the planet earth to space 30.
- Weather dominated by solar changes 170.
- Temperaturen in Washington und kurzperiodische Veränderungen in der Intensität der Sonnenstrahlung 201.
- F. Albrecht. Wärmeumsatz durch die Wärmestrahlung des Wasserdampfes in der Atmosphäre 28.
- Glashauswirkung der Erdatmosphäre und Zustandekommen der Troposphäre 113.
- Wilhelm Anderson. Bildung des Ozons in den höchsten Atmosphärenschichten 25.
- Anders Ångström. Measurement and registration of the outgoing effective temperature radiation 55.
- Ausstrahlungsmessungen und Vergleiche zwischen Pyrgometern 109.
- J. R. Ashworth. Ultra-Violet Light and Atmospheric Pollution 31.
- M. Bider. Rayonnement solaire à Bâle 146.
- Beobachtungen mit dem Davoser Frigrometer in Basel 173.
- Jerome D. Van Brakle. Radio Charts the Upper Air 50.
- D. Brunt. Phenomena connected with the Transfer of Heat by Radiation and Turbulence in the Lower Atmosphere 111.
- H. Buisson. Lichtdurchlässigkeit der unteren Luftschichten 201.
- R. Bureau. Radiogoniomètre enregistreur. Application aux parasites atmosphériques 113.
- Variations des parasites atmosphériques pendant l'éclipse de Lune 172.
- Konrad Büttner. Einfluß des Großstadtdunstes auf die Sonnen- und Himmelsstrahlung 31.
- Sonnen- und Himmelsstrahlung im Flugzeug 31.
- Strahlungsversuche im Flugzeug 31.
- Sonnenstrahlungsmessungen auf dem Brandenburger Haus 31.

- Konrad Büttner. Meteorologisch-medizinische Strahlungsmessungen in definierten Spektralbereichen 105.
- Berechnung der atmosphärischen Trübung aus Aktinometermessungen der Sonnenstrahlung 199.
- und Erika Sutter. Einfluß des Großstadtdunstes auf das Strahlungsklima, insbesondere im Ultraviolett 31.
- D. Chalonge. Mesures diurnes et nocturnes de la teneur en ozone de la haute atmosphère 26.
- et E. Dubois. Distribution de l'ozone dans l'atmosphère 175.
- — Repartition de l'ozone dans l'atmosphère 196.
- S. Chapman. Ozone and Atomic Oxygen in the Upper Atmosphere 24.
- Theory of upper-atmospheric ozone 24.
- Annual Variation of Upper-Atmospheric Ozone 107.
- Absorption and dissociative or ionizing effect of monochromatic radiation in an atmosphere on a rotating earth 198.
- Phenomena of the Upper Atmosphere 250.
- H. Helm Clayton. Atmosphere and the Sun 198.
- Atmosphärische und solare Veränderungen 198.
- V. Conrad. Vergleich der Sonnenscheinregistrierungen an Orten mit verschieden geformtem natürlichen Horizont 82.
- J. Devaux. Pénétration des radiations solaires à l'intérieur des glaciers pyrénéens 58.
- N. R. Dhar, Gopala Rao and Atma Ram. Photosynthesis in tropical sunlight 243.
- G. M. B. Dobson. (With Reports by H. H. Kimball and E. Kidson.) Amount of Ozone in the Earth's Atmosphere 54.
- Ozone in the Upper Atmosphere and its Relation to Meteorology 176.
- Photoelectric spectrophotometer for measuring the amount of atmospheric ozone 176.
- A. F. Dufton. Precision sunshine recorder 211.
- D. Eropkin (D. Eropkine). Spectre solaire à des hauteurs différentes au-dessus de l'horizon 202.
- Ch. Fabry. Absorption des radiations dans la haute atmosphère 108.
- Ch. Fabry et H. Buisson. Absorption des radiations dans la basse atmosphère et dosage de l'ozone 108.
- Günther Falckenberg. Absorption und Emission der atmosphärischen Eigenstrahlung dünner Luftschichten 173.
- K. Feussner und P. Dubois. Trübungsfaktor, precipitable water, Staub 177.
- und H. Friedrichs. Trübungsfaktor 249.
- Alan Fletcher. Astronomical Refraction 199.
- F. E. Fowle. Ozone 150.
- Geo. J. Gibbs. Records of Actinic Value of Daylight 202.
- E. H. Gowan. Effect of Ozone on the Temperature of the Upper Atmosphere 107.
- Władysław Gorczyński. Degrees of Atmospheric Transparency for Solar Radiation 104.
- Highest Intensity Values of Solar Radiation 105.
- Ladislav Gorczynski. Mesures actinométriques effectuées à bord de navires dans les Océans Atlantique et Indien 174.
- Wladyslaw Gorczynski. Hohe Werte der Sonnenstrahlungs-Intensität auf den Ozeanen, an Landstationen und in den höheren Luftschichten 175.
- Paul Götz. Ozon der Atmosphäre — ein Grenzgebiet 198.
- F. W. Paul Götz und Rudolf Ladenburg. Ozongehalt der unteren Atmosphärenschichten 175.
- Kürzeste Wellenlänge des Sonnenlichtes 250.
- Hans Grimm. Helligkeitsschwankungen des aschgrauen Mondlichtes 82.
- Benennung atmosphärischer disperser Systeme 104.
- Fritz Händel und Walther Schultze. Vergleichende Strahlungsuntersuchungen zwischen Hochgebirge und Mittelgebirge 105.
- Malcolm P. Hanson and E. O. Hulburt. Solar and lunar spectra taken in Little America, Antarctica 145.
- D. N. Harrison. Ozone in the Earth's Atmosphere 24.
- Rupert Holzapfel. Strahlungsmessungen auf der Stolzalpe 110.
- H. G. Houghton. Transmission of visible light through fog 249.
- J. Jaroslawzew. Dämmerungshelligkeit 177.
- Chr. Jensen. Atmosphärische Staubtrübung im Mai und Juni 1919 200.

- N. N. Kalitin. Einfluß der Bewölkung auf die Helligkeit der Erdoberfläche durch diffuses Licht der Atmosphäre 200.
- H. Konen. Strahlungsprobleme 248.
- F. Lauscher. Definition des idealen Strahlungsfilters 56.
- Strahlenbildung in der Vordämmerung 178.
- Berechnung des Trübungs faktors 199.
- F. Lindholm. Atmosphärische Trübungsdichte aus Sonnenstrahlungsmessungen in einzelnen kurzwelligen Spektralbereichen 106.
- F. E. Fowle. Atmospheric turbidity 242. Im Text des Referates ist statt „Turbulenz“ das Wort „Trübung“ zu setzen.
- F. Linke. Strahlungsklimatische UV-Messung mittels der Cadmiumzelle 82.
- Bedeutung des Öffnungsverhältnisses eines Aktinometers für Messungen der Sonnen- und Himmelsstrahlung 105.
- H. Lossnitzer. Stand der Strahlungsforschung im deutschen Mittelgebirge 249.
- Harald Lunelund. Registrierung der Sonnen- und Himmelsstrahlung in Helsingfors 110.
- Frigorimetrische Untersuchungen in Helsingfors 174.
- und K. T. Holmberg. Ultraviolette Sonnenstrahlung in Finnland 146.
- H. B. Maris. Carbon Dioxide Theory of the Ice Ages 28.
- J. Maurer. Strahlungswirkung heißer Sommer, beobachtet im Hochgebirge 30.
- H. Mémery. Été 1930 et variations solaires 55.
- Edgar Meyer. Ozongehalt der Atmosphäre 106.
- W. Mörikofer. Perméabilité de tissus de vêtements pour le rayonnement solaire dans diverses régions spectrales 147.
- Fehlerquellen bei Strahlungsmessungen mit dem Ångström-Pyreheliometer 200.
- Dosierung bei Sonnenbestrahlungskurven 249.
- Friedrich Morton. Helligkeitsmessungen mit Graukeilphotometern auf der Seereise von Europa nach Guatemala 146.
- C. L. Pekeris. Radiation equilibrium and humidity distribution in a semi-grey atmosphere 247.
- Albert Peppler. Sonnen- und Himmelsstrahlung in der badischen Rheinebene 200.
- Leopold Rosenbaum. Solare und atmosphärische Veränderungen 143.
- H. Rudolph. Stickstoffstaubhülle der Erde 177.
- Friedrich Schembor. Photographische Photometrie der Dämmerung 104.
- F. Schmid. Idées actuelles sur la lumière zodiacale 126.
- A. Sinjagin. Verteilung der atmosphärischen Polarisation 248.
- W. Smosarski. Polarisation des Himmelslichtes und ihre Zusammenhänge mit anderen meteorologischen Elementen 248.
- Carl Störmer. Sonnenbelichtete Nordlichtstrahlen 18. 43.
- Strahlungsklimatische UV-Messungen mittels der Cadmiumzelle 82.
- J. A. Stratton and H. G. Houghton. Theoretical investigation of the transmission of light through fog 249.
- E. Sutter. Einfluß des Großstadtdunstes auf das Strahlungsklima, insbesondere im Ultraviolett 31.
- L. Vegard. Variations of Intensity Distribution of the Auroral Spectrum and Possible Influence of Sunlight 19.
- Sonnenbelichtete Nordlichtstrahlen und Konstitution der höheren Atmosphärenschichten 19, 165.
- Edith Weyde. Grundlagen eines neuen UV-Meßinstrumentes 32.

Akustik

- H. Benndorf. Experimentelle Erforschbarkeit der höheren Schichten der Atmosphäre. Sondierung mittels Schallstrahlen; H. Hergesell. Bemerkungen 49.
- B. Gutenberg. Schallgeschwindigkeit und Temperatur in der Stratosphäre 77.
- H. Hergesell und P. Duckert. Ergebnisse der Sprengungen zu Forschungszwecken in Deutschland 115.
- O. Meisser. Luftseismik 8.

9. Angewandte Geophysik Allgemeines

- H. Reich. Geologische Unterlagen der angewandten Geophysik 1, 85.
- A. B. Broughton Edge and T. H. Laby. Principles and practice of geophysical prospecting 203.
- W. Haack und H. Reich. Tieferer Untergrund von Schleswig-Holstein 56.

- C. A. Heiland. Department of Geophysics, Colorado School of Mines 150.
- E. Lancaster-Jones. Searching for minerals with scientific instruments 117.
- Arthur M. Piper. Progress in hydraulic laboratories 252.
- H. Reich. Erfahrungen mit geophysikalischen Methoden in Südafrika 56.
- W. W. Rubey. Need for closer cooperation among students of stream-work 252.
- H. Shaw, J. Mc G. Bruckshaw and S. T. Newing. Applied Geophysics 178.
- Rudolf v. Zwinger. Entwicklung und Stand der geophysikalischen Durchforschung der Südstaaten von U. S. A. 149.

Schwerkraftmethoden

- K. Jung. Gravimetrische Methoden der angewandten Geophysik 1, 85.
- A. Belluigi. Caratteristiche fisiche della pianura marginale appenninica modenese 32.
- Determinazione gravimetrica di inomogeneità profonde incluse in più estese e diverse inomogeneità 121.
- Mezzo e massa anomala nei problemi gravimetrici 178.
- and G. Lenzi. Topographical correction in gravimetrical prospecting 158.
- A. Bentz. Drehwaagemessungen im Ries bei Nördlingen. I. 115.
- G. Gambourtzeff. Procédé pour déterminer la disposition des masses souterraines d'après les observations magnétiques et gravifiques 5.
- Karl Jung. Drehwaagemessungen im Ries bei Nördlingen 116.
- J. Koenigsberger. Mittelung von Gradienten und Krümmungswerten und Anwendung einer Undulationsmethode auf Schwerkraftmessungen 121.
- P. Lasareff. Entdeckung von Erzlagern mit Hilfe der gravimetrischen Untersuchung 212.
- N. Malkin (N. Malkine). Relation entre les gradients du potentiel newtonien sur un plan et son application à l'étude des anomalies gravifiques et magnétiques 157.

- B. Numerov (B. Noumerov). Construction des isogammes d'après les observations du variomètre gravitationnel 186.

Seismische und akustische Methoden

- H. Martin. Bodenseismik 8, 85.
- O. Meisser. Luftseismik 8, 85.
- O. Barsch und H. Reich. Seismische Untersuchungen in Norddeutschland 38.
- B. Brockamp. Seismische Untersuchungen auf dem Pasterzegletscher 216.
- L. Don Leet. Earth-vibrations from dynamite blasts 150.
- and Maurice Ewing. Velocity of explosion-generated longitudinal waves in a nepheline syenite 251.
- H. Hergesell und P. Duckert. Ergebnisse der Sprengungen zu Forschungszwecken in Deutschland 115.
- Hans Mothes. Seismographen im Dienste der Gletscherforschung 7.
- Gg. Reutlinger. Experimentelle Überprüfung der Theorie der Schwingungsmesser 1.
- Oswald v. Schmidt. Theorie der 3-Schichten-Seismik 93.
- Werner Zeller. Praktische und theoretische Untersuchung von Schwingungsmessern zur Aufnahme und Beurteilung von Verkehrser-schütterungen 84.

Elektrische, magnetische, radioaktive und thermische Methoden

- H. Haalek. Magnetische Methoden der angewandten Geophysik 2, 85.
- W. Heine. Elektrische Methoden der angewandten Geophysik 2, 85.
- J. N. Hummel. Elektrische Methoden der angewandten Geophysik 2, 85.
- Radioaktive Methoden 2, 85.
- T. Alty and S. Alty. Detection of rock salt by the methods of electrical surveying 87.
- A. Belluigi. Utilizzazione del rapporto delle distribuzione dei campi potenziale e elettromagnetico alla determinazione delle caratteristiche di profondità e potenza dei giacimenti nei rilievi geoelettrici 132.
- A. B. Broughton Edge. Geo-electrical Prospecting by A. C. Bridge Methods 147.

- Theo Diekmann. Elektrogeophysikalische Feldmessungen mit niederfrequentem Wechselstrom 127.
- Herbert P. Evans. Two dimensional boundary value problem for the transmission of alternating currents through a semi-infinite heterogeneous conducting medium 67.
- Anton Graf. Intensitätsgradienten bei elektrischen Aufschlußverfahren 147.
- H. Haalck. Verwendung der Elektrizität zur Erforschung des Untergrundes 35.
- C. F. Hagenow. Striking variation of the Trevelyan Rucker experiment, using „dry ice“ 179.
- W. Heine. Überschlagsrechnungen zu den Phasenverhältnissen im Potentialfeld bei geophysikalischen Bodenuntersuchungen mit Wechselstrom mittlerer Frequenz 5.
- J. N. Hummel. Theoretische Grundlagen für die Erforschung des Erdinnern mittels Gleichstrom 203.
- Tiefenwirkung der Potentiallinien- und Rahmenmethoden bei geschichtetem Untergrund 227.
- J. Koenigsberger. Geoelektrischer Nachweis und Migration des Öles 227.
- Heinrich Löwy. Elektrodynamische Methode zur Erforschung des Erdinnern. Physikalische Konstitution der Ölserie 179.
- Herbert von Ludwiger. Elektrisches und magnetisches Feld um einen Erdstrahler 56.
- Ferdinand Müller. Methode der Radioaktivitätsuntersuchungen in der angewandten Geophysik 251.
- A. Nippoldt. Verwertung magnetische Messungen zur Mutung für Geologen und Bergingenieure 83.
- J. B. Ostermeier. Nachweis von Antiklinalen und Synklinalen durch erdmagnetische Messungen 61.
- Kurt Puzicha. Magnetische Eigenschaften der Eruptivgesteine 101.
- C. Schlumberger. Prospection électrique du sous-sol 95.
- Conrad and Marcel Schlumberger. Depth of investigation attainable by potential methods of electrical exploration and electrical studies of the earth's crust at great depth 96.
- Noel H. Stern. Depth Finding by Magnetic Triangulation 125.
- Karl Sundberg. Principles of the Swedish Geo-electrical Methods 147.
- J. H. Swartz. Resistivity Measurements upon Artificial Beds 179.
- G. F. Tagg. Earth resistivity method of geophysical surveying 165.
- J. H. Webb. Potential due to a buried sphere 116.

DATE DUE

OCT 27 1979 PER

DEMCO 38-297

ILLINOIS AT CHICAGO
3 8198 318 723 994

